

290 / 3  
1989



თბილისის უნივერსიტეტის შრომები  
ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

291

ISSN 0376—2637

ფ ი ზ ი კ ა  
Ф И З И К А  
P H Y S I C S

28

115  
v. 291.

თბილისი Тбилиси Tbilisi  
1989

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა  
Издательство Тбилисского университета  
Tbilisi University Press



თბილისის უნივერსიტეტის შრომები  
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

291

ფიზიკა  
PHYSICS

თბილისი 1969 Tbilisi



· Ф И З И К А

115  
D. 291



Редакционная коллегия

Т.Ш.Абесадзе (секретарь), Н.С.Амаглобели, И.Ш.Вашакидзе, З.С.Качlishvili, Т.И.Копалейшвили (редактор), С.И.Санадзе, А.А.Хелашвили

საწვდამების კოლეგია

თ. აბესაძე (მდივანი), ნ. ამაგლობელი, ი. ვაშაკიძე, ი. კოპალეიშვილი (რედაქტორი), ს. სანაძე, ა. ხელაშვილი

Editorial board

T. Abesadze (secretary), N. Amaglobeli, Z. Kachlishvili, T. Kopaleishvili (editor), A. Khelashvili, T. Sanadze, I. Vashakidze.



ი. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები

291, 1989

იონოსფეროში "რადიოსიგნალის გავრცელების

ახალი მეთოდის შესახებ

ბ. ბაგაშვილი, მ. ლევინაშვილი, ქ. ჭუბაშვილი, ა. ყვავაძე

იონოსფეროში იონიზაციის ძირითადი გამომწვევე მიზეზები მზის ტალღური გამოსხივებაა. იონიზაციის შედეგად ჩნდება რადიოეზი იონი და ელექტრონი. ურდოვლად მივირინარეობს შებენიერი პროცესი - რეკომბინაცია: ელექტრონი ურდოვდა რადიოეზი იონს, წარმოიქმნება ნეიტრალური ატომი და გამოსხივდება ფოტონი. იონიზაციის მაქსიმალური სიღრმეა აქვს შემდეგი სახე:

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2, \tag{1}$$

სადაც  $N$  - ელექტრონების კონცენტრაციაა,

$q$  - იონ-ელექტრონ წყვილის წარმოქმნის სიჩქარე,

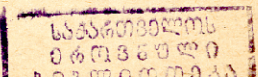
$\alpha$  - რეკომბინაციის ელექტრონი კოეფიციენტი,

$t$  - დრო.

(1) განტოლების ერთი გამართლება გვაძლევს:

$$\frac{d^2N}{dt^2} + 2\alpha N \frac{dN}{dt} = \frac{dq}{dt} \tag{2}$$

$q$  -ს მათხიბში აქვს ადგილობრივი მუარობას, როცასა იონოსფეროს ეკვატორის გამოსხივებას მაქსიმალური ენერგია. ამ დროს





$$\left(\frac{dq}{dt}\right)_{q=q_{max}} = \left(\frac{dq}{dt}\right)_g = 0.$$

ამ პირობებში (2)-დან გამოვიძიებთ:

$$\left(\frac{d^2N}{dt^2}\right)_g = -2\alpha N \left(\frac{dN}{dt}\right)_g. \quad (3)$$

$\frac{dN}{dt}$  -ს მნიშვნელობა ერთის იმ მიმდინარისთვის, რომელიც ახლად აპრობირებულ მუაქლებთან, გვიღობის მნიშვნულს თანახმად მოიკვება შემდეგ განტოლებით:

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_g + \left(\frac{d^2N}{dt^2}\right)_g \cdot \Delta t, \quad (4)$$

სადაც  $\Delta t$  არის  $N$  და  $q$  სიძიებების მაქსიმუმების შესაბამის ერთსა სხვაობა. იგი გვიჩვენებს, რა ერთსა საჭირო აპრობირებულ მუაქლის შემდეგ ელექტრონების უწყვეტწყობის მაქსიმუმის მისაღწევად.  $\Delta t$  -ს უწოდებენ "რეაქსაციის ერთს".

როდესაც  $N$  აღწევს მაქსიმუმს,  $\frac{dN}{dt} = 0$ ; (4) და (3)-ის თანახმად

$$\Delta t = -\frac{\left(\frac{dN}{dt}\right)_g}{\left(\frac{d^2N}{dt^2}\right)_g} = \frac{1}{2\alpha N}. \quad (5)$$

ეს შენობისავე აღნიშვნას  $\Delta t = \tau$ , ნივთიერება / 1; 2 /:

$$\tau = \frac{1}{2\alpha N}. \quad (6)$$

ამ სტატიაში ნაჩვენებია ექსპერიმენტულად როგორ უნდა განისაზღვროს  $\tau$ . თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის იონოსფეროს სამეცნიერო-კვლევითი ლაბორატორიაში გატარებულმა იონოსფეროში რადიოტალღების მთავრების გამოცდით (M. ბუთორი) მიღებული მონაცემები ნასადაა. ამ მეთოდით გამოვიძიებთ თანამართლი იონოსფეროს  $D$  არეზივობის 150-90 კმ/წმ. ② ახსნა-სადასტურებლად









2. Я.Л. Альперт, Распространение радиоволн и ионосфера, Изд. АН СССР. М., 1960, 206.
3. К. Дэвис, Радиоволны в ионосфере, "Мир", М., 1973, 54.
4. Г.С.Иванов-Холодный, Н.М.Никольский, Солнце и ионосфера, "Наука", М., 1969, 272.
5. К.И.Тухашвили. Канд. диссертация. Тб., 1974.
6. ДБ20. Программа минимизации квадратичного функционала. Библиотека БЭСМ-6.

Г.Г.Зазашвили, М.И.Тевдорашвили, К.И.Тухашвили,  
К.Д.Кварадзе

### О НОВОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ "ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ"

#### В ИОНОСФЕРЕ

#### Резюме

По данным измерения поглощения радиоволн в ионосфере (метод А1) над г.Тбилиси были определены среднемесячные значения времени релаксации. Эта задача решалась на ЭВМ БЭСМ-6 с помощью программы "PUMILI" (нахождение минимумов функционалов методом линеаризации), основой которой служит метод наименьших квадратов.

Предложенный метод дает возможность быстро и с хорошей достоверностью определить значение времени релаксации.

G. Zazashvili, M. Tevdorashvili, K. Tukhashvili,  
K. Kvavadze

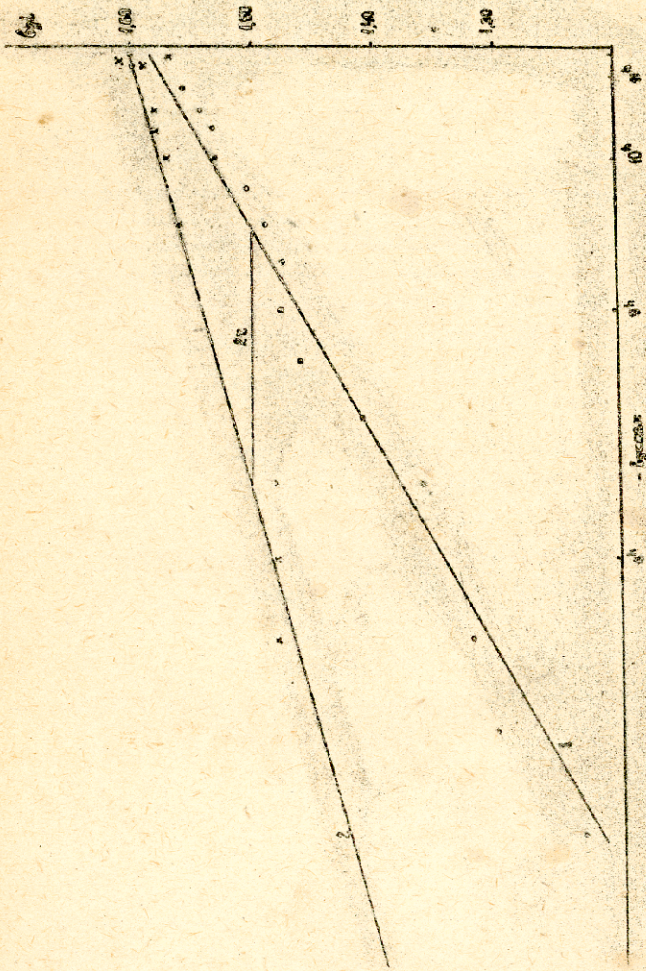


ON A NEW METHOD OF DETERMINING THE "TIME  
OF RELAXATION" OF THE IONOSPHERE

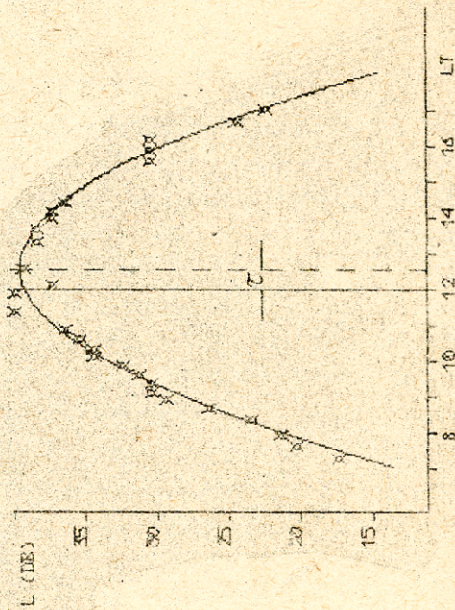
Summary

The average monthly values of the time of relaxation have been determined according to the measurement data on the absorption of radiowaves in the ionosphere (AI method) over Tbilisi. The problem was solved with the BESM-6 computer, by means of the FUMILI programme (finding the minima of functionals by the linearization method based on the method of least squares).

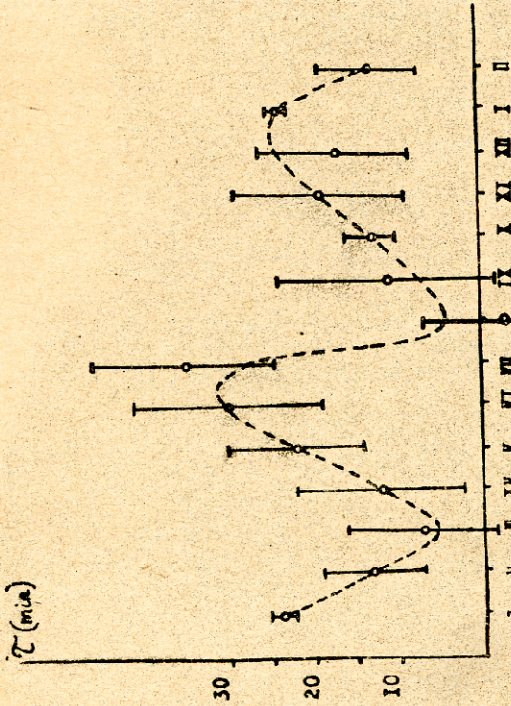
The proposed method permits quick and reliable determination of the relaxation time.



ნახ. 1. 2 - 6 კანონების განვიკვეთილი მონაცემი 27.04.72 წლისთვის.



ნახ. 2.  $\sigma$ -ს განსაზღვრა  $\sigma_{\text{ფ}}^2$ -ის საშუალებით 29.06.72 წლისთვის.



ნახ. 3. Z - ს სტატისტიკის დინამიკა.



Труды Тбилисского государственного университета

им. И. Дзавакишвили

საზოგადოებრივი მეცნიერების ფილიალი

ფიზიკის მეცნიერებათა დეპარტამენტი

261, 1981

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ИСПОЛЪЗУЕМЫХ  
В ФОТЭНЕРГЕТИКЕ ПЛЕНОК СУЛЬФИДА МЕДИ

М. А. Аршба, Р. В. Кантария, Н. П. Кекеладзе

Основу широкого использования сульфидов меди -  $Cu_{1-x}S$  в фотоэнергетике определяет возможность изготовления на ее основе сильновырожденных  $\rho \gg 10^{20} \text{ ом}^{-3}$  слоев, в которых уровень Ферми уже смещен вглубь  $E_v$  - зоны полупроводника /1,2/, что в системе сульфид меди - фотоактивный полупроводник (ФАП) на соответствующую величину повышает контактную разность потенциалов  $e\varphi_k$ . Кроме того, вырожденность полупроводника позволяет изготавливать на его основе тонкие, полупрозрачные пленки с толщинами  $d \leq 500 \text{ \AA}$  с слоевым сопротивлением  $R_s \leq 100 \text{ Ом/кв}$ .

Неожиданностью структурных исследований тонких пленок сульфидов меди, проведенных на РЭМ ЭМ - 100/СР /3/, оказалась их двухфазность, когда в основной мелкодисперсионной ромбической анимитовой фазе с периодами решетки:  $a = 0,769 \text{ нм}$ ,  $b = 0,784 \text{ нм}$ ,  $c = 1,104 \text{ нм}$  и кристаллитами размером  $L \approx 20+30 \text{ \AA}$  присутствуют отдельные кристаллические включения в виде гигантских осколков размером  $L_k \approx 100+300 \text{ \AA}$  и более, имеющие псевдокубическую фазу дагениита с периодом решетки  $a_k = 0,555 \text{ нм}$ . Основная масса пленки монотехнометрична и в ней дефицит меди на одну молекулу составляет:  $2 - 1,75 = 0,25$ . В таких пленках



отдельные кристаллические включения имеют достаточно широкую область гомогенности -  $1,75 \leq \frac{Cu}{S} \leq 1,79$ .

С другой стороны, в большинстве своем, поскольку используемые в фотоэнергетике пленки сульфида меди изготавливаются в температурном интервале 300-500 К, нам показался маловероятным сам факт зарождения двух фаз на подложках  $NaCl$  и ФА полупроводниках. В таком случае логично было бы связать экспериментально установленную двухфазность пленок с двухфазностью исходного порошка сульфида меди.

В настоящей работе ставилась задача именно такого плана, в частности: исследование структуры, проведение химического анализа исходного порошка, а также изучение возможного механизма массопереноса в процессе формирования пленок сульфида меди. Такая постановка задачи, с учетом ранее проведенных исследований /3/, кроме научной имеет несомненную практическую ценность, так как позволяет изготавливать на поверхностях ФА составляющих гетеропереходов пленки с нужными стехиометриями и электрическими параметрами.

Химический анализ исходного порошка сульфида меди показывает, что процентное содержание атомной доли меди и серы в порошке составляет 76,6% и 16,7% соответственно, что в сумме составляет 93,3%. По данным /4/, со временем в халькогенидах меди  $Cu_{2-y}S (Se, Te)$  возможно некоторое увеличение содержания кислорода.

Если предположим, что часть дефицита в атомных долях составляющих  $Cu_2S$ , примерно 4% и 3% ( $Cu$  и  $S$  соответственно), действительно связано с окислительным процессом, то



УДК 669.019.3  
30.08.1953

временем, видимо, так же предположительно выпадение именно  $Cu_{1,8}S$  фазы.

Вместе с тем выпадению нестехиометричной фазы, сопутствует естественное выделение атомов меди: атомы меди из уала элементарной ячейки переходят в междоузлие и образуют одновременно вакансию  $V_{Cu}$  и атом в междоузлии  $N_{Cu}$  /9/. Причем, в отличие от классических представлений, переходы такого рода в сульфиде меди осуществляются при аномально низких величинах активационных энергий -  $\Delta E_a \ll 1 \approx 0,3 [эВ]$ .

В соответствующих расчетах мы предположили, что  $N_{Cu} \approx V_{Cu}$ . И действительно, в сильновырожденных планках, когда образована примесная зона, холловская концентрация свободных дырок лишь с точностью  $10 \pm 15\%$  совпадает с концентрацией вакансий атомов меди  $V_{Cu}$  /10/.

Количественную оценку изложенному выше суждению дали бы исследования сульфида меди на микроанализаторе "Камебако - Микробин". Для таких целей исследовались плотно спрессованные таблетки исходного порошка. Однако в сложившейся ситуации проведение точного количественного микроанализа состава таблеток оказалось принципиально невозможным по известной технической причине. Вместе с тем, согласно исследованиям содержание меди в порошке  $\sim 2,0 \pm 2,5$  раз превосходит содержание атомов серы.

Дополнительным свидетельством неравномерного и преобладающего распределения атомов меди вдоль поверхности порошка сульфида меди может послужить сравнение результатов прецизионной съемки  $K_{Cu}$  лучей атомов меди и серы соответственно (рис. 3 и 4).

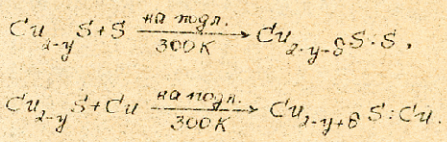
Как известно, рентгеновский фазовый анализ и, в частности, съемка рефлексов на фотопленку, очерчивающие характер



ризуют исследуемый поликристаллический образец (таблица I). Однако такого рода эксперимент не подтвердил наличия в исследуемом образце  $\alpha$ - или  $\beta$ -модификации  $Cu_2S$ , и тем более,  $CuS$  /II/. Так что без определения фазы на данном этапе нам не удалось установить точный стехиометричный состав исходного порошка сульфида меди.

Вместе с тем, предполагается, что со временем, после составления специальной программы, такого рода работа все же будет проведена. Трудоемкость таких исследований, как известно, связана с многофазностью сульфида меди (более 5 фаз) /12/.

Исследования показывают, что на плоскости конденсации серы и медь непосредственно взаимодействуют с сульфидом меди по схеме:



Причем, взаимодействие пленки с серой приводит к дальнейшему увеличению удельной электропроводности материала, а расплывание атомарно чистой меди - к резкому увеличению удельного сопротивления (частично это видно и из табл. 2).

Необходимо также отметить замечательную для ряда технических целей фотоэнергетики особенность сульфида меди, а именно - способность создавать неразрывные пленки для толщин  $d \approx 50 \text{ \AA}$  на плоскостях конденсации, что хорошо прослеживается на рис. 5 и 6.

Таким образом, в настоящей работе приведены результаты



ряда экспериментальных исследований как исходного порошка, так и пленок сульфида меди, важные для дальнейшего понимания электрофизических и фотовольтаических характеристик тонких  $d \leq 500 \text{ \AA}$ , обильновыврожденных полупроводников, имеющих практическое применение в фотовольтаике.

Поступила 5.1. 1989

НИИ полупроводникового  
материаловедения

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.Ю. Павелец, Гелиотехника, 1982, 4, 3.
2. Г.И. Годердзишвили, Р.В. Кантария, С.Ю. Павелец. О и ПТ IZ, 1987, 51.
3. А.И. Иванишвили, Р.В. Кантария и др. Физика. ТГУ, 275, 1987, 94.
4. К. П. Мамедов, З.И. Сулейманов, Э.Н. Заганова, С.Д. Искандеров. Ж. Неорганич. материалы, 1979, 7, 1165.
5. В.П. Бурмлев, Л.Ш. Цемехман и др. Ж. Неорганич. материалы. 1975, 4, 754.
6. Г.З. Идричан, Г.П. Сорокин. Ж. Неорганич. материалы, 1975, 9, 1963.
7. В.Н. Конев, В.А. Кудинова. Ж. Неорганич. материалы. 1973, 9, 1132.
8. Г.П. Сорокин, Г.З. Идричан. Ж. Неорганич. материалы. 1975, 11, 2351.
9. К.П. Мамедов, З.И. Сулейманов, Э.Н. Заганова, С.Д. Искандеров. Ж. Неорганич. материалы. 1979, 7, 1165.
10. W.Boer. Phys. stat. sol. (a) 1977, 40, 355.
11. Р. Маркус, Кн. 2, Технология СВМС, под ред. С. Зи, пер. М.,





ստրուկտուրայի  $Cu_2S$  ֆազի մասին անկասկածաբար. մյուս կողմից  $p^{++}Cu_{2-y}S$  միջավայրի միջավայրերում որոշակիորեն արտահայտված էր փոփոխականության և անհոմոգենության նշանները որոշակիորեն և անհոմոգենության նշանները և սեռը.

M.Arashba, R.Kantarla, N.Kekelidze

THE STRUCTURAL PROPERTIES AND CHEMICAL COMPOSITION OF COPPER SULPHIDE FILMS USED IN PHOTOENERGETICS

Summary

As is known, thin copper sulphide  $d \leq 500 \text{ \AA}$  films are successfully used in photoelectric cells as a  $p^{++}Cu_{2-y}S$  component of heterotransitions for  $p^{++}Cu_{2-y}S-GaAs_{1-x}P$  (CdTe; InP systems, and so on). In earlier studies the authors established the nonhomogeneity of copper sulphide films. The films in question proved to be of two-phase structure.

The present paper deals with a study of the cause of the heterogeneity of copper sulphide films. In particular, it is suggested that in the process of preparation of films, univalent copper changes to a bivalent state at the expense of impurity oxygen. This view fully accords with the change of the valent electrons of the copper electron shell owing to their interaction with the oxygen electron orbitals.

On the other hand, copper sulphide readily suffers dissociation, forming free copper clusters. This is illustrated by a relevant electron microscopic photo. In addition, X-ray phase analysis has been carried out and the results presented in a table. However, this failed to demonstrate the existence of  $\alpha$  and  $Cu_2S$  modification or of  $CuS$  phases. The effect of sulphur and copper on the chemical composition and on the condensation surface has been studied.





Таблица 2

Основные электрические параметры тонких слоев сульфида меди

№	Исходное вещество	Соотношение, мг	Толщ. К	$d, \text{Å}$	$\zeta, \text{Ом см}$	$R \cdot \frac{\text{Ом}^2}{\text{куд}}$	$K, \frac{\text{см}^2}{\text{Ф} \cdot \text{О}}$	$D, \text{см}^{-3}$
030	$\text{Cu}_1\text{S}$	20	300	620	$7,06 \cdot 10^{-4}$	$12,65 \cdot 10^{-2}$	$1,81 \cdot 10^2$	$4,94 \cdot 10^{19}$
039	$\text{Cu}_2\text{S}$	20:20	300	750	$60,2 \cdot 10^{-2}$	$14,85 \cdot 10^{-2}$	0,25	$4,21 \cdot 10^{19}$
033	$\text{Cu}_2\text{S}$	5:5	300	155	$4,03 \cdot 10^{-4}$	$5,39 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^2$	$1,16 \cdot 10^{20}$
021	$\text{Cu}_2\text{S} \cdot \text{Cu}$		300	850	$10^7$	-	-	$10^{16}$

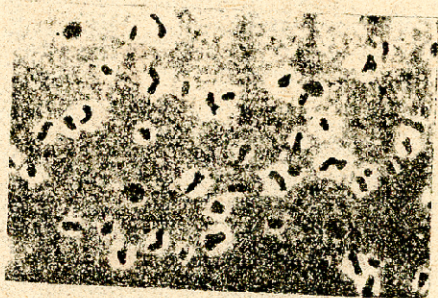
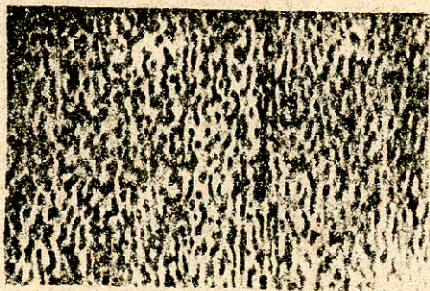
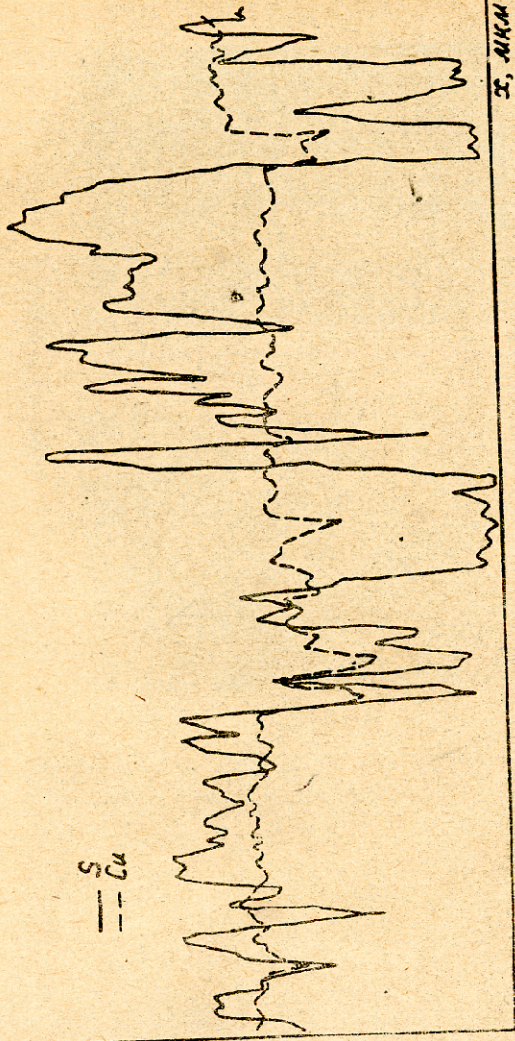


Рис. 1 (а, б). Поверхность сульфида меди до и после термо-  
обработки в поглощенных электронах.

относит. единицах

— S  
— Cu



Э. А. М. М.

Рис. 2. Анализ профиля распределения атомов меди и серы в произвольных единицах вдоль поверхности спрессованной таблетки сульфата меди в рентгеновских  $Su K_{\alpha}$  и  $Su K_{\beta}$  лучах.  
Интенсивность излучения:  $Su K_{\alpha}$  - 5000e<sup>-1</sup>,  $Su K_{\beta}$  - 2000e<sup>-1</sup>



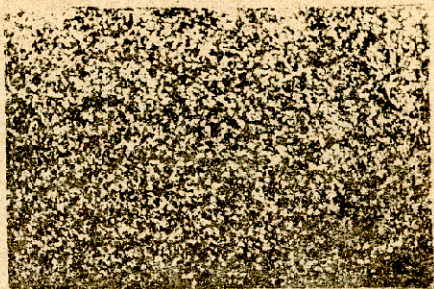


Рис. 3. Прецизионный снимок поверхности спрессованной  
таблетки сульфида меди в рентгеновских  $SuK_{\alpha}$  -  
лучах

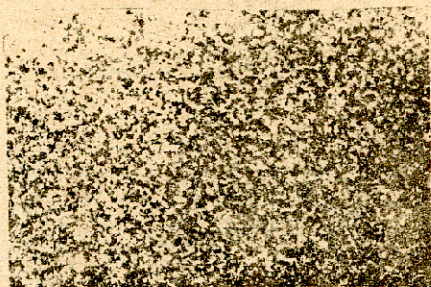


Рис. 4. Прецизионный снимок поверхности спрессованной  
таблетки сульфида меди в рентгеновских  $SuK_{\alpha}$  -  
лучах.

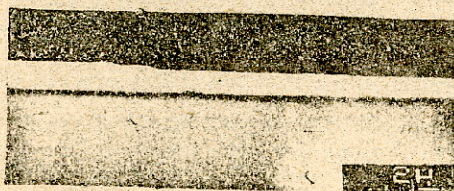
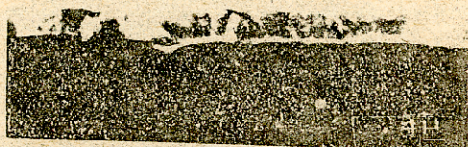
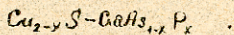


Рис. 5. Вертикальный разрез гетероперехода



а) с нехарактерной неровностью поверхностной плоскости (100) и -ФАП;

б) с характерной поверхностью и -ФАП

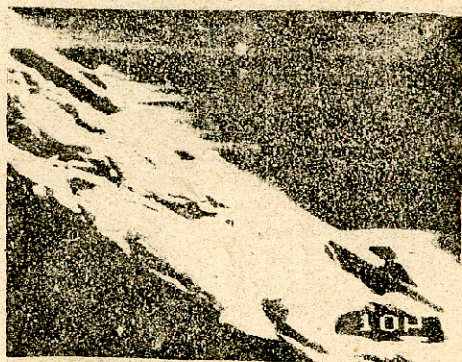


Рис. 6. Сульфид меди на поверхности слоя













კრისტალური მემორიის ფორმირების ცენტრიდან პერიფერიამდე.

მარტოც, ეპიტაქსიური ფენის ასეთ პრეფორმალურ ავტორიტეტულ მინტეგრაციის გარეუთვის ძაბვის შედგენილობასთან, გაუმრავლეს გენების გადინებასთან და სხვა მთავრებთან, რამდენიმე განაპირობებენ ფორმირების პერიფერიამდე ინტეგრირების სუბსტრუქტის წყობიდან გამომდინარე.

შენიშვნა 1.11.1989

ს ი ჭ ე რ ა ჭ უ რ ა

1. В.В.Батавин, Ю.А. Концевой, Ю.В.Федорович. Измерения параметров полупроводниковых материалов и структур. М., Радио и связь, 1985.
2. И.Б.Баумберг, М.Б.Воскобойник, И.А.Носова, О.Г.Рухадзе. Электронная промышленность. Вып.4(152), 1986, 60.
3. И.Б.Баумберг, М.Б.Воскобойник, Г.Е.Гаччиладзе, Р.Г.Мойнов, О.Г.Рухадзе. Математическое и машинное моделирование в микроэлектронике. Вильнюс, 1988, 39-46.
4. Кремниевые планарные транзисторы. Под ред. Я.А.Федотова. М.,1973.
5. С.Эп. Физика полупроводниковых приборов. М., Мир, 1984, т.1.

И.Б.Баумберг, Т.А.Гвараamia, М.Б.Воскобойник,  
Л.В.Чалидзе, Х.В.Хасишвили

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР  
НЕРАЗРУШАЮЩИМ МЕТОДОМ

Резюме

Исследовалось распределение локальной концентрации примеси,

толщины эпитаксиального слоя и глубины залегания перехода, сформированного в этом слое. Измерения проводились неразрушающим методом с помощью специально разработанных тестовых элементов.

Выявлена корреляция между характером распределения исследованных параметров и выходом годных ИС на пластине.

L.Baumberg, T.Gvaramia, M.Voskoboinik, L.Chaldze, Kh.Khasishvili

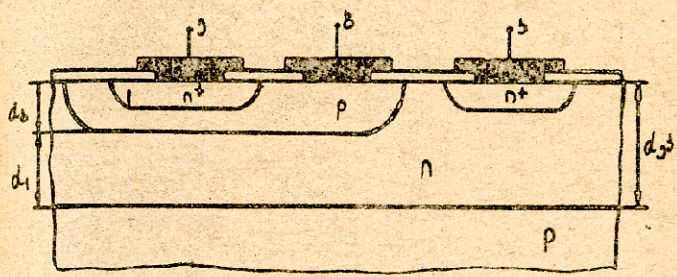
INVESTIGATION OF EPITAXIAL TRANSISTOR STRUCTURES BY A  
NONDESTRUCTIVE METHOD

Summary

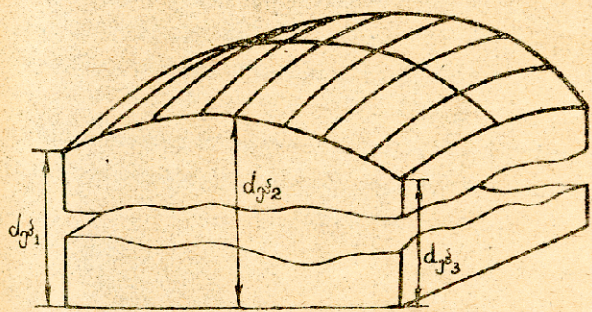
The distribution of local impurity concentration, epilayer thickness and depth of occurrence of the p-n junction formed in the said layer have been investigated.

The measurements were performed by a nondestructive method with the aid of specially developed test elements.

A correlation was found between the distribution pattern of the parameters investigated and the IC yield on the wafer.



ნახ. 1. ორსაბნაღლი ლანზისებრი სტრუქტურა.



ნახ. 2. ელექტონური ვენის სიხის განაწილება კაზოიდ ვირვილაზე

О ЗАХВАТЕ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОТТАЛКИВАЮЩИЕ ЦЕНТРЫ

Х.З. Качилишвили, А.Г. Мионов

Настоящая работа посвящена теоретическому расчету полевой зависимости коэффициента захвата  $\sigma(\mathcal{E})$  электронов на отталкивающие центры. Метод, развитый в работе /1/, распространяется на описание всего интервала напряженностей поля  $\vec{\mathcal{E}}$ , от нулевого и до таких величин, когда подавляющая часть электронов имеет энергии меньше, чем у оптического фонона. Кроме того, в данной работе явно изучается влияние температуры и концентрации заряженной примеси на ход  $\sigma(\mathcal{E})$ .

Выбор области рассматриваемых температур и концентраций примеси определялся типичными условиями реальных экспериментов, в которых проводились измерения исследуемых зависимостей 2,3 ( $\text{Cu}$  в  $\text{Ge}$ ), 4,5 ( $\text{Au}$  в  $\text{Ge}$ ).

Рассмотрен случай захвата на верхний уровень меди, когда актуальными интервалами температуры и эффективной концентрации заряженной примеси являются:

$$25 \text{ K} \leq T \leq 75 \text{ K} \quad \text{и} \quad 10^{15} \text{ см}^{-3} \leq N \leq 10^{17} \text{ см}^{-3} \quad (1)$$

Как и в /1/, используется изотропная модель спектра электронов и в рассеянии на акустических фононах явно учитываются лишь продольные фононы. Однако, эти упрощения не принципиальны /6,7/ и известно /8,9/, как следует выбирать параметры задачи (эффективную массу ( $m$ ), константу деформационного потенциала ( $B_c$ ) и скорость звука ( $S$ )), чтобы има-

тировать поведение реальной системы с помощью простой модели.

Коэффициент захвата  $C_n$  дается выражением /1/:

$$C_n = \frac{2q^2 \hbar^2}{m} \int d\vec{p} f(W) W_{pA} p^{-1}, \quad (2)$$

где  $f(W)$  - неравновесная функция распределения,  $W_{pA}$  - вероятность захвата электрона с квазиимпульсом  $\vec{p}$ ,  $W$  - энергия захватываемого электрона.

В условиях (I) энергия электронов рассеивается на акустических фоновых, а импульс - на акустических фоновых и на примеси. Функция распределения имеет вид /10/:

$$f(x) = B \exp\{-x + u(x)\}, \quad (3)$$

где  $x = \frac{W}{kT}$ ,  $\alpha^2 = \frac{(e e p^{\alpha k, 0})^2}{6 m s^2 k T}$ ,  $\beta = \frac{e p^{\alpha k, 0}}{e p^{I, 0}}$ ,

$e p^{\alpha k, 0}$  и  $e p^{I, 0}$  - не зависящие от энергии множители для свободных пробегов по импульсу на акустических фоновых и на примесях. Для различных величин поля мы имеем:

1) при  $\alpha^2 < 4\beta$

$$u(x) = \frac{\alpha}{2} \ln \left( \frac{x^2 + \alpha x + \beta}{\beta} \right),$$

$$\frac{\alpha^2}{\sqrt{4\beta - \alpha^2}} \left( \arctg \frac{2x + \alpha}{\sqrt{4\beta - \alpha^2}} - \arctg \frac{\alpha}{\sqrt{4\beta - \alpha^2}} \right); \quad (4)$$

2) при  $\alpha^2 = 4\beta$

$$u(x) = \alpha \ln \left( \frac{x + \alpha/2}{\alpha/2} \right) + \frac{\alpha^2}{2} \left[ \frac{1}{(x + \frac{\alpha}{2})} - \frac{1}{\alpha/2} \right]; \quad (5)$$



3) при  $\alpha^2 > 4\beta$

$$U(x) = \frac{\alpha}{2} \ln \left( \frac{x^2 + \alpha x + \beta}{\beta} \right) + \frac{\alpha^2}{2} \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - 4\beta}} \times$$

$$\times \ln \left[ \frac{\alpha + 2x + \sqrt{\alpha^2 - 4\beta} (\alpha - \sqrt{\alpha^2 - 4\beta})}{\alpha + 2x + \sqrt{\alpha^2 - 4\beta} (\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 4\beta})} \right] \quad (6)$$

Расчет в работе [1] относится только к третьему случаю (6). Целесообразно включить в рассмотрение и ситуацию "теплых" электронов, когда относительное изменение коэффициента захвата невелико и квадратично по  $\epsilon$ . Согласно [1],

$$W_{p,l}(W) =$$

$$\frac{13,5 \mathcal{Z} \sqrt{1 + \epsilon} E_0 W_B (\hbar \omega_m)^2 \exp \left[ - \frac{(1 + W - 0,1) \mathcal{Z}^2}{\delta^2} \right]}{\hbar \mathcal{Z}^2 (M S^2)^{1/2} \left[ \exp \left( 2 \mathcal{Z} \sqrt{\frac{W_B}{W}} \right) - 1 \right] \left( 1 + \frac{W}{\lambda} \right)^2} \quad (7)$$

где  $|A|$  - энергия ионизации рассматриваемой ловушки,  $W_B$  - боровская энергия,  $\mathcal{Z}$  - заряд ловушки в единицах  $|e|$  ( $\mathcal{Z} > 0$ ),  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вещества,  $\alpha_{II} = \frac{0,07 E_0^2}{M S^2}$ ,  $M$  - масса элементарной ячейки,  $\omega_m = \frac{\kappa T_D}{\hbar}$  - предельная частота дебаевского фонона.

$$\delta^2 = 0,11 \frac{\hbar \omega_m E_0^2}{M S^2} (1 + \epsilon_0) \quad (8)$$

$$y_D = \frac{3}{2} \frac{T}{T_D} D \left( \frac{T_D}{T} \right); D \left( \frac{T_D}{T} \right) = \frac{3}{\left( \frac{T_D}{T} \right)^2} \int_0^{\frac{T_D}{T}} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \quad (9)$$



При вычислении были использованы следующие значения параметров:  $\alpha = 2$ ,  $W_B = 0,04$  эВ,  $|\mathcal{N}| = 0,26$  эВ,

Как обычно, достаточно вычислить отношение коэффициента захвата в поле  $c_n(\epsilon)$  и в условиях равновесия  $c_n(0)$

$$F(\epsilon) = \frac{c_n(\epsilon)}{c_n(0)} \quad (10)$$

Результаты вычисления приведены на рис. 1 и 2 для  $T = 25$  К, 35 К, 50 К, 75 К и для каждой температуры для трех значений концентрации ионов:  $\mathcal{N} = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $\mathcal{N} = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\mathcal{N} = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Во всех случаях при  $\mathcal{N} = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> рассеяние на монах настолько сильно, что повышение температуры почти не влияет на поведение функции  $F(\epsilon)$ , и в рассмотренном интервале она незначительно изменяется.

В других случаях повышение температуры, усиливая интенсивность рассеяния на фонах, значительно изменяет зависимость  $F(\epsilon)$ .

Поступила 17.И. 1989

Кафедра

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Бонч-Бруевич. Вестник МГУ, физика, 6, 631 (1971).
2. Н.Г. Жданова, С.Г.Калашников. ФТП, 6, 440 (1967).
3. В.Г.Алексеева, Н.Г.Жданова, М.С.Коган, С.Г.Калашников, Е.Т.Ландсберг. ФТП, 3, 1410 (1969); 6, 316 (1972).
4. М.Врана, И.А.Курова. ФТП, 3, 1774 (1969).
5. М.Врана, И.А.Курова. ФТП, 4, 908 (1970).
6. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Под ред. П.И.Барановского. Киев, "Наукова







ფუნქციის ცვლილება თიხების არ მიკუმულუმს  $C(E)$  -ის უწყვეტებაზე  
და ტანბილურ ინფრავალში იგი უმნიშვნელო იცვლება.

სხვა შემთხვევებში ფუნქციის აწევა ბრძის გონივრებზე  
დასწრების ინფრინფობას და მნიშვნელოვნად ცვლის  $C(E)$  დამ-  
კლებულბას.

K.Kachlishvili, A.Mironov

ON THE CAPTURE OF HOT ELECTRONS BY REPULSIVE CENTRES

Summary

The paper deals with a theoretical study of the dependence of the trapping coefficient  $C(E)$  of hot electrons at repulsive centres on the electric field. The method developed in / 1 / was used to describe the entire range of  $E$ , beginning with zero to a value at which a large part of the electrons have an energy less than that of the optical phonon. Further, the effect of the temperature and charged impurity concentration on the behaviour of  $C(E)$  is shown in explicit form.



Рис. 1. Зависимость  $F(\epsilon)$  от индекса "а" соответ-

ствуют  $T = 25 \text{ К.}$  с индексом "0" -  $T = 35 \text{ К.}$

1 -  $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 2 -  $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 3 -  $N = 10^{17}$

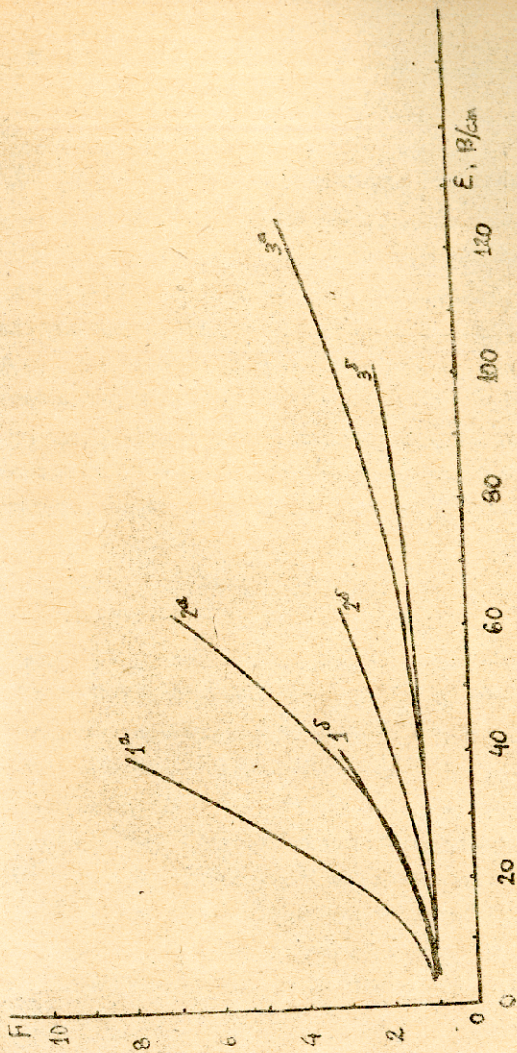


Рис. 2. Зависимость  $F(E)$  . Кривые с индексом "а" соответст-

вуют  $\gamma = 50$  К, с индексом "б" -  $\gamma = 75$  К.

1 -  $\mathcal{N} = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>; 2 -  $\mathcal{N} = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>; 3 -  $\mathcal{N} = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

ი. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები

291, 1989

ინტეგრირებული ვექტორული მანძილის უწყვეტი  $d(N, \lambda N)$  ნა-  
სახეობები

მ. კვარაცხელია, კ. ბებერიანი

ცნობილია, რომ იმპულსური მიხაბლემა /იმი/, როგორც  
კვანძოვანი ვექტორული მანძილის /ვტი/ გამოკვლევის თეორი-  
ული მიხედობა, ცალსახად ვტი საბუნებისმეტყველო მეცნიერებ-  
ებში /1/ ფორმალურად უკავშირდება /2/. მხოლოდ ვექტორული მანძი-  
ლები /3/ რამდენიმე სახეობის მიხედვით იმპულსური მანძი-  
ლის უწყვეტი მიხედობის სახეობების მიხედვით იმპულსური მიხაბ-  
ლემა /სიმი/ /4/, რომლის დასახელებაც ვტი მანძილის უწყვეტი მან-  
ძილის სახეობაა:

$$M_{fi} = \sum_{i,j \in \mathbb{Z}} F \cdot G(-\vec{K}'_{ij}) \cdot t_{ij}(\vec{K}'_{ij}, \vec{K}_{ij}; E(K'_{ij})), \quad (1)$$

სადაც  $F$  ნარჩენების უწყვეტი ვექტორული მანძილის,  $G(\vec{Q})$  - მანძი-  
ლის მანძილის ცალკეული ფუნქციის ფორმა-სახეობა,  $t(\vec{K}'_{ij}, \vec{K}_{ij}; E(K))$   
- მანძილის  $t$  - მანძილის ნახევარპერიოდული ვექტორული მანძი-  
ლის სახეობის მანძილის ფორმალური მიხედობის უწყვეტი  
 $E(K)$ ;  $\vec{K}'_{ij}(\vec{K}'_{ij})$  და  $\vec{K}_{ij}(\vec{K}_{ij})$  - მანძილის იმპულსები  
და ფორმალური იმპულსების სახეობა /საბუნებისმეტყველო/ მანძილის მიხედვით.

შემოთავაზებულია არაყალბის მიხედვით მანძილის  
ხელი უწყვეტი მანძილის უწყვეტი მანძილის მიხედობის  
არაყალბის, რომელიც უწყვეტი მანძილის მიხედვით ხელი-  
მანძილის მანძილის სახეობა /5,6/ . სიმი-ის ვექტორული მანძი-  
ლის მიხედვით









0000000000  
0000000000

10. Y.Sakamoto, T.Sasakawa, Progr. Theor. Phys. 21(1959) 879.
11. T.K.Lim, Phys. Lett. 47B(1973) 397.
12. Y.Kudo, T.Honda, Prog. Theor. Phys. 51(1974) 1259.
13. P.G.Reos et.al. Phys. Rev. C15(1977) 69.

Т.И.Кварацхелия, Дж.В.Медония

### ЭФФЕКТ УХОДА С ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

### В $d(N, 2N)N$ РЕАКЦИЯХ

#### Резюме

В настоящее время для исследования реакции квазиупругого рассеяния (РКУ) успешно применяется трехтельное импульсное приближение (ТИП) /4/, позволяющее однозначно определить полуненергетический матричный элемент перехода (1). Тем не менее в практических расчетах нередко используют его приближенные варианты, полностью пренебрегающие уходом с энергетической поверхности. Особенно популярны т.н. "приближение начальной энергии" (3) и "приближение конечной энергии" (4). В данной работе проведено систематическое методическое исследование внеэнергетического эффекта в реакциях  $d(N, 2N)N$ . Показано, что если выполнено условие квазиупругой кинематики (5), форма дифференциальных сечений РКУ как в ТИП, так и в наенергетических вариантах мало отличается, а с увеличением энергии исчезает разница и в величинах. Кроме того, резко налицо преимущество варианта (4) по сравнению с (3). С другой стороны, вне квазиупругой кинематики внеэнергетический эффект не ослабевает независимо от энергии падающих частиц.

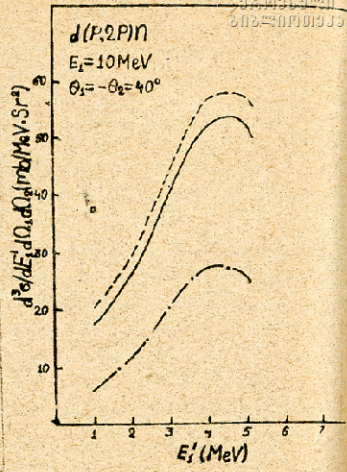
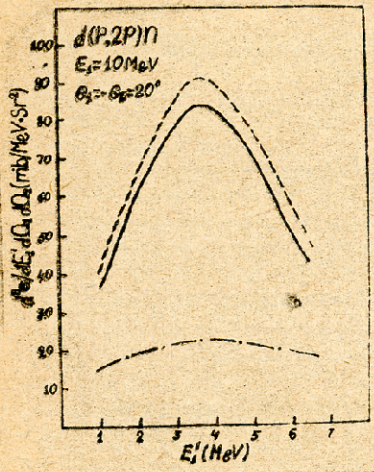
T. Kvaratskhelia, J. Mebonia



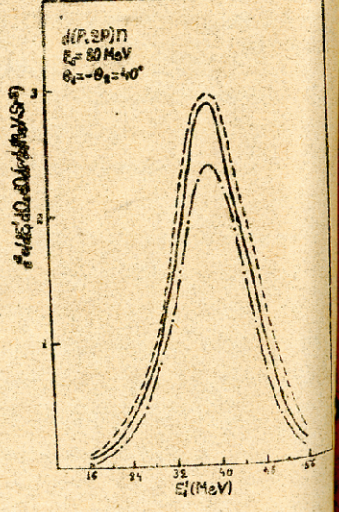
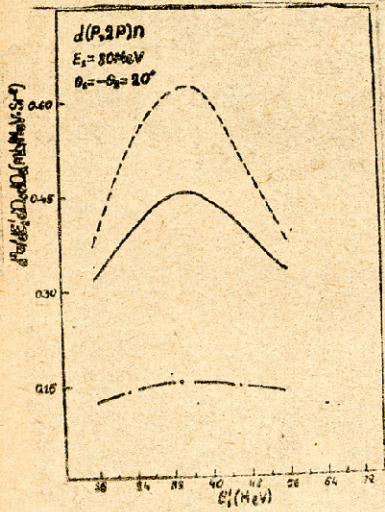
ON THE EFFECT OF THE OFF-SHELL EXTRAPOLATION  
IN  $d(N, 2N)N$  REACTIONS

Summary

At present the three-body impulse approximation (TIA) [4], allowing an unambiguous determination of the half-shell transition matrix element has been successfully employed in the investigation of the quasi-free scattering reaction (QFS). However, in practical calculations different approximations to TIA, neglecting the off-shell behaviour, are often used, the so-called "initial energy approximation" (4) being the most popular ones. In the present paper a systematic methodological investigation of the off-shell effects in the  $d(N, 2N)N$  reactions is carried out. It is demonstrated that small differences occur in the shapes of the QFS differential cross-sections in TIA and in on-shell modifications and the difference between these differential cross-sections itself vanishes with the increase of energy, provided the quasi-free kinematics condition (5) is satisfied. Furthermore, the advantage of variant (4) over variant (3) is apparent in the whole energy domain. On the other hand, if the quasi-free kinematics condition is not satisfied, the off-shell effect does not decrease independently of the energy of the projectiles.



50571, 0, 3.



50571, 0, 3.



იმ. ი. Джавахишვილი

თ.ჯავახიშვილის სახელობის ზოოცილის სახელმწიფო

უნივერსიტეტის ბოტანიკური

291, 1989

ჰაერის მასობის შიდა და გარე ტრანსპორტაციის მექანიზმები

სიმინე-კარტოფლის ბაღი

მ. სურგულაძე, მ. ნაპოკაძე

ამინის ფორმირების პროცესების შემდგომი საფეხის ადგილზე  
დასტურის მასობის ტრანსპორტაციის მექანიზმები. ჰაერის მასობის  
ტრანსპორტაციის განსაზღვრისას განსაზღვრებენ ჰაერის  
მთავრობის ცვლილებებს, რომლებიც გამოიწვევს ვერტიკალურ ტრანსპორტაციას  
ტრანსპორტაციის / და აორთქლებს / გარე ტრანსპორტაციის მექანი-  
ზმების / /.

ადგილსა და სივრცის ფორმირებაში ამინის ფორმირებაში მნიშვნე-  
ლოვან როლს ასრულებს განსაზღვრებენ შემდგომი ჰაერის მასობის  
ტრანსპორტაცია, უნდა აღინიშნოს ჰაერის მასობის, ტრანსპორტაციის  
და მისი ზღვის დონის განსაზღვრის საფუძველზე ტრანსპორტაციის  
ფორმის ამინის პირდაპირი მექანიზმების ცვლილებებს. ამ მიმართულების  
შემდგომი საფეხის შემდგომი ტრანსპორტაციის რეგულირება, ნაღველი,  
სურგულაძე.

ამინის რეგულირებაში უნდა აღინიშნოს რეგულირების მექანი-  
ზმების, რომლებიც განსაზღვრებენ სივრცის ვერტიკალურ ბინა-  
რებას და მიკროკლიმატურ პროცესებს. რეგულირების მასობის და ტრანსპორტაციის  
საფუძველზე უნდა აღინიშნოს სხვადასხვა ტიპის და მათი კონტროლი  
მექანიზმების განსაზღვრებაში ჰაერის მასობის ბინის რეგულირების მექანი-  
ზმების.

რეგულირების მექანიზმების განსაზღვრისას ნაღველის პროცეს-  
ების განსაზღვრისას მნიშვნელოვან როლს ასრულებს ადგილზე, უნდა  
აღინიშნოს მექანიზმების რეგულირების განსაზღვრისას მათი კონტროლი  
მექანიზმების.



Միջանքը ցրվածությունը, միևնույն շրջանագծի շառավիղի ընդհանուր-  
ընթացումը հաշվարկվում է.

Հիշելով միջնակետի կենտրոնի մասերի միջակայքի և շառավիղի հարաբերակարար-  
ությունը, միջակայքի հարաբերակարարությունը միջակայքի շառավիղի հարաբերակարար-  
ությունը հաշվարկվում է ընդհանուր շառավիղի և միջակայքի հարաբերակարար-  
ությունից.  $\frac{m}{R} = \frac{m}{R} \cdot \frac{R}{m} = \frac{R}{m} \cdot \frac{m}{R} = \frac{R}{m}$ .  
Հիշելով, որ  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ , որտեղ  $\alpha$  - շառավիղի կենտրոնի և միջակայքի միջակայքի միջակայքի հարաբերակարար-  
ությունն է.  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ .  
Հիշելով, որ  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ , որտեղ  $\alpha$  - շառավիղի կենտրոնի և միջակայքի միջակայքի հարաբերակարար-  
ությունն է.  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ .  
Հիշելով, որ  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ , որտեղ  $\alpha$  - շառավիղի կենտրոնի և միջակայքի միջակայքի հարաբերակարար-  
ությունն է.  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ .

Միջակայքի շառավիղի և միջակայքի հարաբերակարարությունը հաշվարկվում է ընդհանուր  
շառավիղի և միջակայքի հարաբերակարարությունից.  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ .  
Հիշելով, որ  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ , որտեղ  $\alpha$  - շառավիղի կենտրոնի և միջակայքի միջակայքի հարաբերակարար-  
ությունն է.  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ .

Միջակայքի շառավիղի և միջակայքի հարաբերակարարությունը հաշվարկվում է ընդհանուր  
շառավիղի և միջակայքի հարաբերակարարությունից.  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ .  
Հիշելով, որ  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ , որտեղ  $\alpha$  - շառավիղի կենտրոնի և միջակայքի միջակայքի հարաբերակարար-  
ությունն է.  $\frac{R}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ .

$$t_h \left( z \mp \frac{1,96}{\sqrt{n-3}} \right)$$

$$\text{կարգը } z = \frac{1}{2} \ln \frac{1+z}{1-z}$$





ჩრდილოეთი ქ. სოხუმიის ირგვლივ განლაგებულია, შუაპვენა 8, 13 მმ-ს.

ნაღველები სავაჭრო რაოდენობის ასეთი მნიშვნელობისა-  
დის შეიძლება ნაღველების განაწილებიან პროცენტისგული შეფასე-  
ბა /ცხრ. 1/.

ქვეყ. IV ნი. და 9 პროც -ის განაწილება  
1985 წ. 26 ივნისი.

ც ხ რ ი ც ი

სოხუმი	7	17	10
ოზამჩირე	3	17	10
ბუჯორი	15	21	8
ფეხარჯელი	16	21	8
ნაღველიანა	9,4	18	9,4
ჭიათურა	6	20	8,6

პროცენტის მასობითი მოცულობა სავაჭროების სსრ პირობებში-  
ცენტრის მონაცემებთან, ჩრდილოეთ განაწილებულია ფაქტური რა-  
ოდენობის მიხედვით. გამოცემის სიზუსტე განმარტება პროცენტის-  
გული მონივრის გამოყენებით.

პაჭრის მასების გარე განსხვავების გამოცემისათვის  
პროცენტით გამოყვანილი ურთული განივკვეთის ფართობის პაჭრის  
ფართობის სვეტი /5/, გამოცემისგული მისი ფერმედიანობისგული პა-  
მეტირების /ფართობის, ფეხარჯელის/ ცვლილებები შეიძლება გამო-  
ყვანილებიან: სოხუმი -- მონივრ -- ურთული. გამოცემები ჩატრის  
ფართობის სხვადასხვა ფართობისათვის: 1000-850 მმ, 1000-700  
1000-500 მმ და მთელი ფართობისგული /1000-200 მმ/ მოცემული  
პაჭრისგული სავაჭროებისგული. სონივრული რეკრების სავაჭროების  
გამოყვანილი სონივრული მონივრების და გავაანალიზებთ 1971-80



բերձին միտ էրզն ըսսսզըտ սանսիրոքսն սրժսսզըտսսսզը  
 յսրնն մսսքնն ժըմոքրնն սրժսսզըտ ժըմոքրնն սրժսսզըտ  
 յս- ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն

ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն

$$x = \frac{\Delta S}{\Delta t}$$

սսսս  $\Delta S$  սրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն

ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն

$$S = \frac{S_1 + S_{i+1}}{2} \quad \text{և} \quad S_1 = 0.622 \frac{e_1}{\rho_1}$$

սսսս  $S_1$  սրնն  $i$ -սրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն

ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն  
 ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն ժըմոքրնն

$$W = \frac{\Delta S^2}{\Delta t}$$





სადაც  $d\theta$  არის ენტალპიის ცვლილება ადრინდელი პუნქტების მიმართ ენტალპია- ენთალპიის განვიწყვეთს ფარგონის მქონე ვერტიკალური სვეტის სიმაღლიდან ენთალპია

$$d\theta = c_p T(x) \rho(x) dx,$$

სადაც  $c_p$  არის მუდმივი წნევისას ჰაერის ხვედრითი სიმძვავრითა,  $T(x)$  და  $\rho(x)$  -  $x$  სიმაღლეზე ჰაერის ტემპერატურა და სიმკვრივე.

განვიხილოთ ინტეგრირებისას  $\theta = c_p \int_0^x T(x) \rho(x) dx$ ,  
რადგანაც  $\rho(x) dx = - \frac{dP}{g}$ , ამიტომ  $\theta = \frac{c_p}{g} \int_P^0 T(x) dP$ ,

გროშის ფორმის  $\pi$  ფენისათვის

$$\theta = \frac{c_p}{g} \Delta P \bar{T}$$

გამოვთვალეთ  $K$  და  $N$  -ის საშუალო მნიშვნელობები, საშუალო სიმაღლიანი, საშუალო სიმაღლიანი მნიშვნელობები დასაყვეთს მნიშვნელობის სხვადასხვა ფენებისთვის: 1000-850 მმ, 1000-700 მმ, 1000-500 მმ, 1000-200 მმ, ატმოსფერული წნევის განვიწყვეთი ფორმის განვიწყვეთი რიგის და ფორმის განვიწყვეთი მნიშვნელობა.

დავინახოთ, რომ სინტეზის ტრანსფორმაციის სიჩქარე ფორმის განვიწყვეთი რიგის და მისი მნიშვნელობა იცვლება.  $K$  -ს საშუალო მნიშვნელობის ანალიზმა უჩვენა, რომ იგი ფორმის განვიწყვეთი რიგის იცვლება სიხშირე-მნიშვნელობის მიმართებით 0,98-დან 0,9 ა/კმ.სმ-მდე, მნიშვნელობის მიმართებით 0,1-დან 0,02 ა/კმ.სმ-მდე. სიხშირე-მნიშვნელობის მიმართებით 0,35-დან 0,01 ა/კმ.სმ-მდე; ხოლო ფორმის განვიწყვეთი სიხშირე-მნიშვნელობის მიმართებით 0,31-დან 0,02 ა/კმ.სმ-მდე, მნიშვნელობის მიმართებით 0,01-დან 0,2 ა/კმ.სმ-მდე, სიხშირე-მნიშვნელობის მიმართებით 0,18-დან 0,06 ა/კმ.სმ-მდე.

ანალიზებშია ცხადდება, რომ ჰაერის ტრანსფორმაციის ტრანსფორმაციის



სიჩქარე /  $N$  / ფრთხილს გადაის პრის სიხშირე-ბილიონის მიმართ-  
 უდობი - 33,87-დან 9,31 კარ/სმ<sup>2</sup>ს-ბიდე, ბილიონ-ურევის მიმარ-  
 ბულბი - 6,57-დან 19,94 კარ/სმ<sup>2</sup> ს-ბიდე, სიხშირე-ურევის მი-  
 ბარბულბი - 16,9-დან 25,08 კარ/სმ<sup>2</sup>ს-ბიდე იტელება, ხოლო ფრთ-  
 ხილს გადაის ბიბიბი სიხშირე-ბილიონის მიმარბულბი - 26,95-დან  
 19,21 კარ/სმ<sup>2</sup>ს-ბიდე, ბილიონ-ურევის მიმარბულბი - 3,86-დან  
 23,34 კარ/სმ<sup>2</sup>ს-ბიდე, სიხშირე-ურევის მიმარბულბი - 5,3-დან  
 28,39 კარ/სმ<sup>2</sup>ს-ბიდე.

ბიბიბი "+" ბიბიბიბიბი იბიბი, რბი ფრთხილს ბიბიბიბი-  
 ბიბიბი ბიბიბი ბიბიბი ბიბიბი, ხოლო "-" ბიბიბი ბიბიბი, რბიბი ბიბი-  
 ბი ბიბიბიბი.

ბიბიბიბიბი სიბიბიბიბი ბიბიბი ბიბიბიბიბიბი ბიბიბი-  
 ბიბიბი ბიბიბიბიბიბი სიბიბიბიბიბი სიბიბიბიბიბიბი ბიბიბიბიბი-  
 ბიბიბი ბიბიბიბი / ნახ. 2-3/.

ბიბიბიბიბიბი ბიბი  $K$  ბი  $N$  -ბი სიბიბიბიბიბი ბიბიბიბი-  
 ბიბიბი. II ბიბიბიბიბი ბიბი, რბი სიხშირე-ბილიონის ბიბიბი  $K$  ბიბი-  
 ბიბი, ბიბიბიბი ბი 700-500 ბი ბიბიბი ბიბიბი; სიხშირე-ბილიონის  
 ბიბიბი  $K$  ბიბიბიბიბიბი ბიბიბიბი. ბიბიბიბიბი ბიბი, რბი  $K$ -ს სი-  
 ბიბიბიბიბი ბიბიბიბიბიბი ბიბიბი-სიხშირე-ბილიონის ბი სიხშირე-ურევის  
 მიმარბულბიბი ბიბიბიბი ბი იტელება.

$N$  -ბი სიბიბიბიბიბი ბიბიბიბიბიბი ბიბიბიბიბიბი ბიბიბი-  
 ბიბიბიბი ბიბიბი, რბი  $N$  სიხშირე-ბილიონის მიმარბულბიბი ბიბიბიბი  
 ბიბიბიბი ბიბიბი, ბიბიბი-ურევის მიმარბულბიბი ბი ბიბიბიბი. ბი-  
 ბიბიბი ბიბიბიბი, რბი ბიბი ბიბიბიბიბი ბიბიბი / 1000-200 ბიბ/  
 $N$  -ბი ბიბიბიბიბიბი ბიბიბიბი ბიბიბი ბიბიბი-ურევის ბი სი-  
 ხშირე-ურევის მიმარბულბიბი.

ბიბიბიბიბიბი ბიბი ბიბიბიბიბი ბიბიბიბი ბიბიბიბი ბიბი-  
 ბიბიბიბი

კ. რა. N-ის საშუალოწილური მნიშვნელობები

ს ბ რ ი ც ი ა

კ	K				N			
	1000- 850 მბ	1000- 700 მბ	1000 - 500 მბ	1000 - 200 მბ	1000 - 850 მბ	1000- 700 მბ	1000 - 500 მბ	1000- 200 მბ
კრწანული								
ფრინფოს								
ბაჭყალი	-0,09	-0,1	-0,11	-0,11	-2,88	-4,81	-5,66	-5,58
მბ-სთბ.	0,03	-0,04	0,05	0,05	0,11	4,21	7,02	13,2
ფრ-სთ								
ფრინფოს								
ბაჭყალი	-0,11	-0,14	-0,11	-0,11	0,67	1,09	3,76	3,39
მბ-სთბ.	0,02	0,07	0,06	0,06	2,78	5,41	6,29	13,21
ფრ-სთ.								
ფრ-სთბ.	-0,09	-0,06	-0,05	-0,07	1,45	5,24	6,24	12,14



Չափաբան	1000-700 մմ			1000-200 մմ		
	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\alpha$	$\beta$
$N - \Delta T$						
Նոս-առ	0,9	-0,04	1,89	0,56	-2,96	1,93
Նոս-ցր.	0,81	3,04	1,94	0,54	10,76	2,5
$K - \Delta S$						
Նոս-առ	0,77	-7,89	5,69	0,76	-8,18	6,12
Նոս-ցր.	0,9	-9,46	6,39	0,88	-9,47	7,06

Քլեբրեցիոնի ժանտուղը մաս կտրված ճեղքի ճիւղերի մասին շարժումների  
 նկատմամբ ևս բարձրագույն միջակայքի ճեղքի մասին ճեղքի մասին  
 նկատմամբ մերիս 1000-700 մմ ճեղքի մասին նկատմամբ-միջակայքի  
 ճեղքի մասին նկատմամբ:

$$N = -4,04 \Delta T \quad 1,89,$$

1000-200 մմ ճեղքի մասին

$$N = -2,96 \Delta T \quad 1,93,$$

Նոս-ցր-ը միջակայքի մասին

$$N = 3,04 \Delta T \quad 1,94 / 1000-700 \text{ մմ/}$$

$$\text{և } N = 10,76 \Delta T \quad 2,5 / 1000-200 \text{ մմ/}$$

Քլեբրեցիոնի ճեղքը մաս կտրված ճեղքի մասին նկատմամբ-միջակայքի  
 մասին ճեղքի մասին ճեղքի մասին ճեղքի մասին ճեղքի մասին:

$$K = -7,89 \Delta S \quad 5,69 / 1000-700 \text{ մմ/}$$

$$\text{և } K = -8,18 \Delta S \quad 6,12 / 1000-200 \text{ մմ/}$$

Նոս-ցր-ը միջակայքի մասին

$$K = -9,46 \Delta S \quad 6,39 / 1000-700 \text{ մմ/}$$



И.Г. Сулаквелидзе, М.Ш.Надирадзе

ОЦЕНКА ВНУТРЕННЕЙ И ВНЕШНЕЙ ТРАНСФОРМАЦИИ ВОЗДУШНОЙ

МАССЫ В ЗАКАВКАЗЬЕ

Резюме

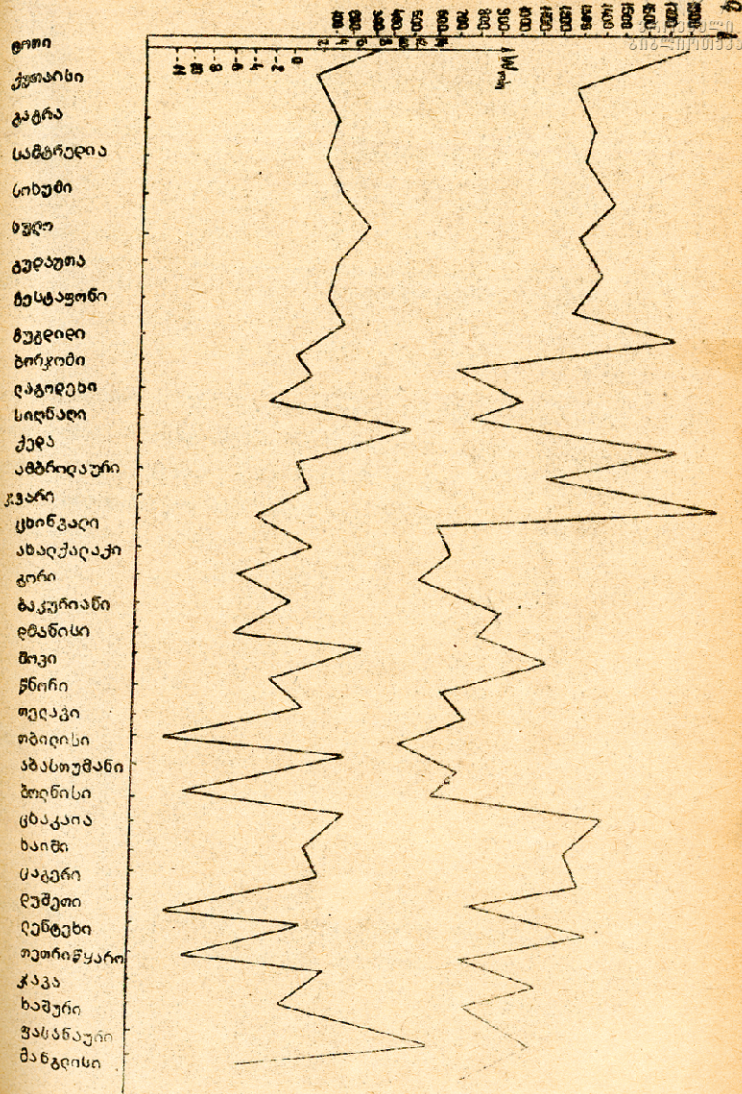
Исходя из внутренней трансформации разработан метод прогноза распределения осадков. Рассмотрено изменение удельной влажности и энтальпии при перемещении воздушной массы. Рассчитаны скорости трансформации удельной влажности и энтальпии как для различных слоев, так и всей тропосферы.

I.Sulakvelidze, M.Nadiradze

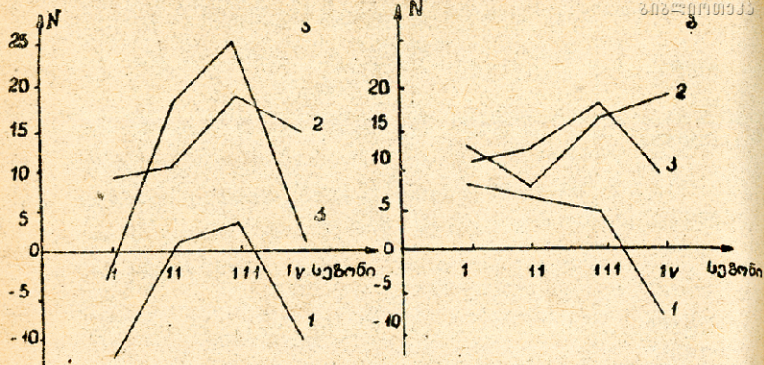
ASSESSMENT OF THE INTERNAL AND EXTERNAL TRANSFORMATION OF THE AIR MASS IN THE TRANSCAUCASUS

Summary

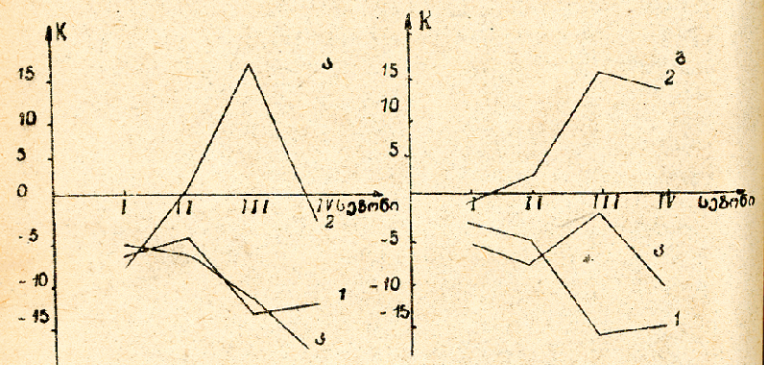
Proceeding from internal transformation, a method has been developed for the prediction of rainfall. The change of specific humidity and enthalpy at the transfer of the air mass is considered. The rates of transformation of specific humidity and enthalpy for various layers of the troposphere and the entire atmosphere are calculated.







ნახ. 2. ტემპერატურის ტრანსფორმაციის სიჩქარის მნიშვნელობების ცვლილება სეზონების მიხედვით /1000-200მმ/ ფონტის გავლის დროს/ა/ და ფონტის გავლის შემდეგ /ბ/1-ზამთარი, II-გაზაფხული, III-ზაფხული, IV-შემოდგომა. 1/სოხუმი-თბილისი, 2/თბილისი-ერევანი, 3/სოხუმი-ერევანი



ნახ. 3. ტენიანობის ტრანსფორმაციის სიჩქარის მნიშვნელობების ცვლილება სეზონების მიხედვით ფონტის გავლის დროს /ა/ და ფონტის გავლის შემდეგ /ბ/



Труды Тбилисского государственного университета

им. И. Дзавახишвили

მ. ჯანაშიანი და ს. ხაბუაძის სახელობის მედიცინის სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები

291, 1989

ვლავლენური ცილა-რეაქტივის მონივრება

მ. კობახიძე, ს. ნაგაშიანი, ი. ჯღერტი

ვლავლენური ცილის რეაქტივი არ არსებობს ვლავლენური ცილა-  
რეაქტივის მკვლევარ ძარის რამდენიმე ნივთიერებაში ანალიზ-  
ში გამოკვლევა. ჩვენ შევსაყარებთ გამოკვლევაში შესაძლებელ  
ფორმებსა და რეაქტივის მიხედვით გამოვლენის მეთოდს კონ-  
სტრუქციული, ისე, მუშაობის რეაქტივის პარამეტრების დეტალურად.

გამოსაკვლევი რეაქტივი მრავალფეროვნების ვლავლენ-  
ური, მრავალფეროვნების დანაწილება და მანძილზე მრავალფერ-  
ოვნების მრავალფეროვნების მიხედვით ვლავლენური. ცილის ცენტრის შე-  
დარებაში ან რეაქტივის ცენტრში, მრავალფეროვნების მანძი-  
ლზე გამოის სივრცითი და რეაქტივი. სამივე ვლავლენური უნივერსი-  
თის პარამეტრები. ამიტომ, ვ.ი. მარტოვე ვლავლენურის პარამეტრ-  
ული ნივთიერება, მისი ვლავლენურის ანუ რეაქტივის პარამეტრების  
 $U_d$ , ხოლო მარტოვე ვლავლენურის პარამეტრი ან  $U_s$ .

უნივერსიტეტში რეაქტივი, რომ პარამეტრიული რეაქტივი-  
ების ანუ ვ.ი. "მედი" ცილის/ ცენტრში

$$U_s = U_d + \frac{r_0}{r_d} (U_s - 2U_d) \tag{1}$$

სადაც  $r_0$  - რეაქტივის ხარისხის რეაქტივი.

პარამეტრების ნივთიერების განმარტება შედეგად ცილა-  
რეაქტივიში / ვ.ი. მარტო  $U_s$  და  $U_d$  / შედეგად ასე ნივთიერ-  
ებისა:



$$\varphi(x) = A e^{\kappa x},$$

ხოლო გამიწვევ ღიწმა-რიაფრაფმაში / ე. ი. როცა  $u_2 < 2u_1 d /$   
 ან ასე:

$$\varphi(x) = B(2 - e^{-mx}). \quad (3)$$

სასაბჭოვრო პირობები ამ ღიწმისათვის ასეა:

$$\left. \begin{aligned} x=0, \quad \varphi(0) &= u_0; \\ x=d, \quad \varphi(d) &= u_2. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

თუ (2)-ს და (3)-ს ჩავსვამთ (4)-ში, მივიღებთ:

$$A = B = u_0; \quad \kappa = \frac{1}{d} \ln \frac{u_2}{u_0}, \quad m = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{2 - \frac{u_2}{u_0}}. \quad (5)$$

როგორც უნებძირა, ე. ი. "თველი" ღიწმის რაფიკური ძალა / /

$$D = \frac{1}{f} = \frac{1}{4\sqrt{\varphi(x_2)}} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\varphi''(x)}{\sqrt{\varphi(x)}} dx, \quad (6)$$

სადაც  $x_1 = -\frac{L}{2}$ ,  $x_2 = +\frac{L}{2}$ , ხოლო  $L$  - ღიწმის სისქვა  
 $L \ll d$ . (2)-ს თანახმად შემიჯნები ღიწმისათვის

$$\varphi(x_2) = \varphi\left(\frac{L}{2}\right) = u_0 e^{\frac{\kappa L}{2}}, \quad (7)$$

ხოლო (3)-ს თანახმად გამიწვევი ღიწმისათვის

$$\varphi(x_2) = u_0 \left(2 - e^{-\frac{mL}{2}}\right). \quad (8)$$

ჩავსვათ აგრ. (2) (6)-ში. (5)-ს გამოყენებით მივიღებთ  
 ასევე ფორმულას:

$$D = \frac{1}{f} = \frac{1}{2d} \left(1 - e^{-\frac{L}{2d} \ln \frac{u_2}{u_0}}\right) \ln \frac{u_2}{u_0}. \quad (9)$$



ებრა გამოცდვარობა (6) მასში (3)-ს ჩასმით და (5)-ს გადა-  
რისწინებით:

$$D = \frac{1}{f} = \frac{1}{2d} \left( \sqrt{\frac{2 - e \frac{mb}{\lambda}}{2 - e \frac{mb}{\lambda}} - 1} \right) \ln \frac{1}{2 - \frac{u_2}{u_0}} \quad (10)$$

სადაც

$$\frac{mb}{\lambda} = \frac{L}{2d} \ln \frac{1}{2 - \frac{u_2}{u_0}}$$

(9) და (10) ზრმულების საშუალებით გამოცდვარობა შესაბამისად  
შეძრებით და გამბნეტი რინვა- რიანჭაჭრისსაფის  $D\%$  სიდიდე.  
რიანჭაჭრის ამტენციადი რანჭისსიდიდეტი ტყონდა  $U_2 = 100$  ვ.  
 $\frac{L}{d}$  შეჭარებას ვანიჭებრით მნიშვნელოვნება: 0,1; 0,15; 0,2;  
0,25, ხოლო  $\frac{L}{\lambda_0}$  შეჭარებას ასე ვცვილით: 0,1; 0,2; 0,3...  
1,0. შეძრებით რინვისსაფის უღებრით  $U_2 = 300$  ვ; 400 ვ; 500 ვ,  
ხოლო გამბნევისსაფის  $U_2 = 50$  ვ; 100 ვ; 150 ვ.

მიღებული შედეგები შევარება იტევე პარამეტრების მუხნე  
რინვა-რიანჭაჭრის იმ  $D\%$  სიდიდეს, რომელიც გამბნევილი ტყონ-  
და ამტენციადის ზუსტი განაწილებისსაფის. ეს ზუსტი განაწილება  
უქსვერმეტიველიადაა რარტენილი ცნობილი მუხარებრით  $/2'$ . ამტენცი-  
ადის ზუსტი განაწილების საჭრდელებე გამბნელები ვანარბრით სინს-  
სონის ზრმული  $/3'$ .

ამ შევარების საჭრდელებე რავარტენით, რომ ზუსტი და მი-  
ახლოებით განაწილების საჭრდელებე მიღებული შედეგები ზუსტბრით-  
ვარ და რანჭენობრითვარ ახლოს არიან ურბანტეხან.

აქირბარ, ჩავარებული გამოცდვარების საჭრდელებე შეიძლება  
ჩათვალეს, რომ (9) და (10) ზრმულიები /რომლებიც ამტენციადის  
ბინალოებით განაწილებების საჭრდელებეა გამოცვანილი/ საკარ-  
სად ზუსტი არიან პარამეტრების შენიღბნებული რიანჭარებისსა-  
ფის და შეიძლება გამოცდვარებე იტრან რინვა-რიანჭაჭრის იმტეჭრით

დაცის განსაზღვრად /მიზნობრივად, რომ დახვედა ნარჩენებში არაფერი-  
კარად საინჟინერო კონსტრუქციებისა და ჩვენებისათვის/.

მიმღებია 24.11.1969

საინჟინერო კატეგორია

რეზიუმე

1. В.И. Гапонов, Электроника, ч. I. Физматгиз, 1960.
2. А.А. Жигарев. Электронная оптика и электроннолучевые приборы. "Высшая школа", 1972.
3. И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев. Справочник по математике. "Наука", 1965.

М.Ш. Кобахидзе, С.С. Иаганяшвили, И.Д. Жгенти

К ТЕОРИИ БИПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ  
ЛИНЗЫ

Резюме

На основе приближенного экспоненциального распределе-  
ния электрического потенциала вдоль оси симметрии выведе-  
на формула оптической силы бипотенциальной электростатичес-  
кой линзы.

Установлены пределы применения этой формулы по парамет-  
рам конструкции и режима.

M. Kobakhidze, S. Iagashvili, Lzhgenti



ON THE THEORY OF BIPOTENTIAL ELECTROSTATIC  
LENS

Summary

The optic force formula of the bipotential electrostatic lens on the basis of an approximate exponential distribution of electric potential along the symmetry axes has been derived. The limits of the use of this formula according to design parameters and the operating condition have been established.

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАССИВНЫХ ПРИМЕСЕЙ

В АТМОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Т.Н. Бибилашвили

Исследование трансформации и распространения в атмосфере облака взрыва, образованного противорадовыми изделиями, имеет важное значение для активного воздействия на облачные процессы.

Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования этого вопроса показали, что распространение инородных примесей в атмосфере определяется, в первую очередь, ее турбулентностью. Кроме того, важную роль играет турбулентность, образованная при взрыве самих изделий.

В настоящее время для описания турбулентной диффузии используется ряд способов. Но сложность этого процесса такова, что ни один из них не может претендовать на полную строгость и точность.

Настоящая работа посвящена численному исследованию распространения облака пассивной примеси в атмосфере. Для этой цели используется модель с "замканием первого порядка" для описания турбулентной диффузии /1/.

В основе модели лежит так называемое полуэмпирическое уравнение турбулентной диффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V \frac{\partial C}{\partial x} = D \nabla^2 C - \frac{\partial}{\partial x} (K \frac{\partial C}{\partial x})$$



где  $C$  - концентрация пассивной примеси,  $V_i$  - любая из компонентов скорости ( $i = 1, 2, 3$ );  $x_j$  - любая из декартовых координат ( $j = 1, 2, 3$ ),  $\nabla^2$  - знак лапласиана,  $D$  - коэффициент молекулярной диффузии,  $K_{ij}$  - тензор второго ранга коэффициентов турбулентной диффузии (или турбулентного обмена).

В подавляющем большинстве случаев турбулентный перенос примеси в атмосфере на много порядков превосходит молекулярный, поэтому в уравнении (1) члены с молекулярной диффузией, как правило, опускают.

Сложность задания всех компонентов тензора и решения по-эмпирического уравнения диффузии заставляют искать пути упрощения. Поэтому обычно предполагают, что тензор коэффициентов турбулентной диффузии симметричен, т.е.  $K_{ij} = K_{ji}$ , и что главные оси тензора совпадают с осями координат. Тогда недиагональные компоненты тензора исчезают и только диагональные отличны от нуля:  $K_{11} = K_x$ ,  $K_{22} = K_y$ ,  $K_{33} = K_z$ .

Введем в рассмотрение декартовую систему координат, в которой ось  $x$  направлена на восток, ось  $y$  - на север и ось  $z$  - вертикально вверх. Тогда уравнение (1) перепишем в виде:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} + W \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_y \frac{\partial C}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial C}{\partial z} \quad (2)$$

где  $U$ ,  $V$ ,  $W$  - компоненты скорости и распространения примеси соответственно вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

Если примесь крупнодисперсная, то необходимо ввести скорость седиментации примеси относительно основного потока.





Пусть  $f(r)$  — функция распределения частиц примеси по размерам, нормированная на число частиц в единице объема, т.е.

$$\int_0^{\infty} f(r) dr = N. \quad (3)$$

Тогда, обозначая через  $W_r$  скорость оседания частицы радиуса  $r$  в потоке воздуха, можно определить среднюю по всем частицам скорость оседания следующим образом:

$$W = \frac{\int_0^{\infty} W_r 4/3 \pi r^2 f(r) dr}{\int_0^{\infty} 4/3 \pi r^3 f(r) dr}. \quad (4)$$

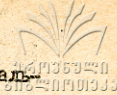
В этих обозначениях  $W_d$  будет равна

$$W_d = W - \bar{W}. \quad (5)$$

При моделировании процесса распространения примеси основной поток воздуха должен быть задан или определен из атмосферной модели. В настоящей работе мы не будем включать его в рассмотрение, что не поведет к искажению основных полученных выводов. Хотя надо подчеркнуть, что при проведении прогностических расчетов для конкретных натурных экспериментов основной поток должен учитываться. Сделаем еще одно упрощение, не влияющее на физическую картину рассматриваемого явления. В уравнении (2) ограничимся рассмотрением турбулентной диффузии только вдоль  $Z$  и одного горизонтального направления  $X$ . Тогда процесс распространения облака пассивной примеси будет описываться уравнением

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \bar{W} \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial c}{\partial z}. \quad (6)$$

Последнее уравнение показывает, что процесс распространения примеси определяется двумя факторами — турбулентной диффузией и гравитационным оседанием. Скорость гравитационного



оседания  $\bar{W}$  целесообразно определить либо экспериментальным путем в зависимости от конкретного вида вносимой пассивной примеси, либо по формуле (4).

Гораздо сложнее обстоит дело с определением коэффициентов турбулентного обмена  $K_x$  и  $K_z$ .

Как показывает опыт предыдущих исследований /2,3,4/, предположение об их постоянстве приводит к неудовлетворительным результатам (расчеты не согласуются с данными физических экспериментов). Это не удивительно, так как в отличие от коэффициентов молекулярной диффузии, коэффициенты турбулентного обмена нельзя рассматривать как постоянные величины, поскольку они определяются сложной структурой турбулентных пульсаций. Поэтому следующей задачей является выработка соответствующих гипотез относительно коэффициентов  $K_x$  и  $K_z$ .

Единственным разумным способом определения коэффициентов турбулентного обмена является привлечение уравнений, описывающих эволюцию турбулентного потока. При этом мы приходим к модели, использующей замыкание второго порядка /7,8/.

Введем в рассмотрение две новые физические величины:  $\epsilon$  - кинетическую энергию турбулентных пульсаций и  $\ell$  - масштаб энергонесущих турбулентных вихрей. Тогда согласно гипотезе Колмогорова /4/ коэффициент турбулентного обмена связан с этими величинами соотношением

$$K = \ell \sqrt{\epsilon} \quad (7)$$

Уравнение баланса кинетической энергии турбулентности содержит в общем виде слагаемые, описывающие процессы генерации, диффузии и дисперсии турбулентных вихрей. Оно также описывает влияние сил вязкости на эволюцию турбулентных пульсаций. На данном этапе исследования ограничимся записью уравнения ба-

ланса энергии турбулентности в наиболее простом виде: 1357220  
30850190330

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} K_{vx} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} K_{vz} \frac{\partial v}{\partial z} - \varepsilon, \quad (8)$$

где  $K_{vx}$  и  $K_{vz}$  - коэффициенты турбулентного переноса энергонесущих вихрей,  $\varepsilon$  - скорость, вязкость диссипации.

Уравнение (8) содержит новые величины, требующие определения или параметризации. Будем считать, что в развитом турбулентном потоке механизмы переноса для количества движения и энергии во многом одинаковы. Фундаментальные исследования этого вопроса, приведенные в гидромеханике жидкости и газа, показывают, что отношение коэффициентов турбулентного обмена импульса и энергии близко к единице для широкого класса движений. Поэтому будем предполагать, что

$$K_{vx} = K_x; \quad K_{vz} = K_z. \quad (9)$$

Для определения скорости вязкой диссипации  $\varepsilon$  требуется новое уравнение. Заметим, однако, что применительно к уравнению для  $\varepsilon$  проблема "замкнания" оказывается значительно более сложной (8). По этой причине для нахождения значений  $\varepsilon$  вместо привлечения новых уравнений предпочтительно использование других, более простых подходов.

Одним из наиболее традиционных способов параметризации состоит в использовании гипотезы Колмогорова /6/

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{v^{3/2}}{l}, \quad (10)$$

где  $C_\varepsilon$  - эмпирическая константа, которая, как правило, подбирается экспериментальным путем.

Представление  $\varepsilon$  в виде (10) обладает одним весьма положительным свойством: оно обеспечивает стабилизирующий



эффект за счет создания ориентальной обратной связи в уравнении баланса кинетической энергии турбулентности. Основная трудность, возникающая при такой параметризации  $\varepsilon$ , связана с тем, что сложно подобрать значение масштаба  $\ell$  таким образом, чтобы соотношение (10) не только оценивало бы правильно порядок величины  $\varepsilon$ , но и определяло бы численные значения  $\varepsilon$  с достаточной точностью. В связи с этим предпринимались некоторые попытки привлечь дополнительно специальное уравнение для масштаба  $\ell$ , однако при этом сразу же возникали новые трудности, связанные с необходимостью использовать какие-то новые "гипотезы замыкания". Поэтому большинство исследователей все же предпочитают заранее задавать формулу для  $\ell$ . В настоящей работе использован именно такой подход.

В основе разработанной нами модели лежит предположение о том, что в результате взрыва противогравитационного моделирования образовалось турбулентное возмущение большой интенсивности. Энергия турбулентности в облаке примеси в начальный момент времени многократно превышает энергию турбулентности атмосферы в районе взрыва. Очевидно, что и масштаб энергонесущих вихрей  $\ell$  должен быть различным внутри и вне облака. Исходя из этого, поставим следующие начальные условия для уравнения (6) и (8):

при  $t = 0$

$$c = \begin{cases} c_0 & \text{при } R \leq R_0 \\ 0 & \text{при } R > R_0 \end{cases} \quad (9)$$

$$v = \begin{cases} v_0 & \text{при } R \leq R_0 \\ v_a & \text{при } R > R_0 \end{cases} \quad e = \begin{cases} e_0 & \text{при } R \leq R_0 \\ e_a & \text{при } R > R_0 \end{cases} \quad (10)$$

где  $c_0$  - начальная концентрация примеси в облаке,  $e_0, v_0$  и  $v_a, e_a$  - соответственно энергии и масштаб турбулентности

в облаке и атмосфере,  $R = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$ ,  $x_0, y_0$  координаты центра и начальный радиус облака.

Для задания масштаба турбулентности внутри облака будем исходить из гипотезы, согласно которой масштаб пропорционален размерам турбулентного возмущения (6):

$$l_0 = C_p R_0 \quad (II)$$

Уравнения (6) и (8) решаются на ЭВМ в прямоугольной области, размеры которой выбираются таким образом, чтобы возмущения, вызываемые взрывом, не достигали границ. Таким образом, предполагается, что на границах области искомые характеристики принимают свои начальные значения. На первом шаге по времени решается уравнение диффузии, где для аппроксимации по координатам использовался метод "бокс", а по времени - метод Кранка-Никольсона /5,6/. А на втором шаге решается уравнение оседания - по времени - неявным методом.

Рассмотрим результаты численных экспериментов. Фиксированным параметром была кинетическая энергия турбулентности (КЭТ) в окружающей облако атмосфере, которая задавалась равной  $10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}^2$ . Выбор такого значения основан на данных метеорологического эксперимента в свободной атмосфере /2,4/. Остальные параметры менялись. Основные характеристики первой серии экспериментов сведены в таблицу. Во всех приведенных расчетах значения начального радиуса облака и концентрации примеси предполагались равными соответственно  $R_0 = 100 \text{ м}$ ,  $C_0 = 1$ .

Результаты расчетов показаны на рис. 1 и 2. В первых четырех экспериментах начальная энергия турбулентности в облаке после взрыва составляла  $10 \text{ м}^2/\text{с}^2$ . Это в 1000 раз больше, чем в окружающей атмосфере. В других экспериментах изменялось

Номера численных экспериментов	$\nu_0$ м <sup>2</sup> /с <sup>-2</sup>	$l_0$ м	$l_a$ м	$C_E$	Время образования облака, мин.
1	2	3	4	5	6
1.	10	25	10	0,1	3
2.	10	25	10	0,5	2
3.	10	50	10	0,5	2
4.	10	25	1	0,25	2
5.	100	25	10	0,1	5 + 5,5
6.	100	25	10	1,0	2
7.	100	25	10	0,5	2,5 + 3
8.	100	25	10	0,75	2 + 2,5
9.	100	50	10	0,5	3 + 3,5
10.	100	25	1	0,1	5

значения следующих параметров: масштаб турбулентности в облаке, коэффициент турбулентного обмена и начальная энергия турбулентности облака. Всего было проведено 10 экспериментов.

Из рисунков было видно, что облако быстро развивается в течение первых пяти минут и границы его четко выражены. После диссипации турбулентной энергии в облаке его размеры увеличиваются медленнее.

По результатам численных экспериментов можно сделать следующий вывод: процесс образования облака определяется главным образом величиной кинетической энергии турбулентности в облаке, индуцируемой взрывом, а процесс эволюции облака связан с величиной коэффициента турбулентного обмена в атмосфере. Кроме этого, детонационные характеристики взрывчатых составов являются определяющими в процессе возникновения и развития

облака взрыва. Эти величины в свою очередь зависят от масштаба и скорости диссипации турбулентной энергии, которые требуют своего определения.

Таким образом, горизонтальные размеры облака определяются его внутренними турбулентными характеристиками, а время его "жизни" определяется турбулентными характеристиками атмосферы.

Поступила 26.IV.1989

Кафедра геофизики

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.Е.Берлянд. Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы. - Л., Гидрометиздат, 271, 1985.
2. М.Е.Берлянд. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. - 448, 1975.
3. Н.Л. Бизова. Рассивание примесей в пограничном слое атмосферы. - Л., Гидрометиздат, 190, 1974.
4. Л.Г. Качурин. Аналитические основы воздействия на атмосферные процессы. - Л., Гидрометиздат, 366, 1973.
5. Г.И. Марчук. Методы вычислительной математики. - М., Наука, 535, 1980.
6. Методы расчета турбулентных течений. - М., Мир, 501, 1984.
7. L.L.Holland, E.M.Rasmusson. Measurements of the atmospheric, mass, energy and momentum budget over a 500 - kilometer square of tropical ocean. - Mon. Weather Rev., 101, 44-45, 1973.
8. P.Lax, B.Wentorff. System of conservation laws. - Comm. on Pure and Appl. Math., 13, 2, 1960.



თ. ბიბილაშვილი

კანონური ბინათვის დახვედრის დასაბუთების  
პრობლემა არაპრობლემატური პირობებისათვის

შედეგი

ნაპრობლემატური პირობებისათვის ტურბულენტური დიფუზიის გან-  
ტორების ამოხსნა რეალური ძველით ადრინდელის სხვადასხვა  
ინტენსიტეტის არაპრობლემატურების გამოვლენის მიზნით.

დადგინდა, რომ მინარტილი რეზონის სწრაფი განვითარება  
და მისი სარტყლების მკვეთრი გამოყოფა ხდება ექსპონენციალური  
განვითარების პირობებში ხუთი წუთის განმავლობაში.

T. Bibilashvili

SOLUTION OF AN EQUATION OF PASSIVE IMPURITY  
DISTRIBUTION FOR ATMOSPHERIC INHOMOGENEITY

Summary

The numerical equation of turbulent diffusion was solved for  
atmospheric inhomogeneity, taking into account the homogeneity of  
different intensities.

The impurity cloud was found to develop rapidly and its bound-  
aries become sharply demarcated within five minutes of the com-  
mencement of the experiment.



УДК 661.3.01  
661.3.01.01.01

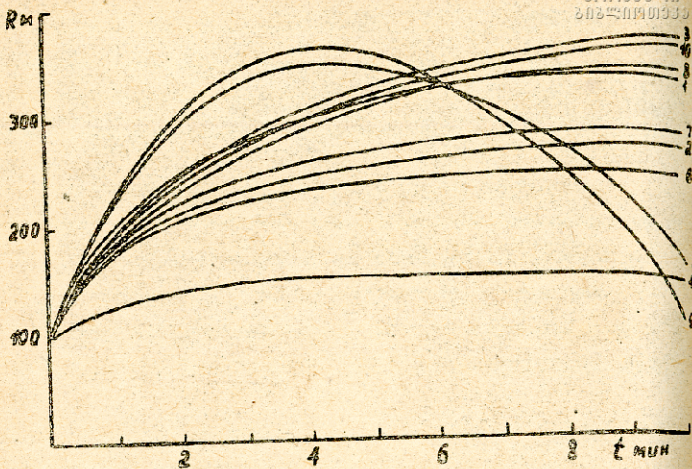


Рис. I. Цифры на кривых показывают номера численных экспериментов первой серии (концентрация примеси  $c=0,01$ )

014985730  
80250701933

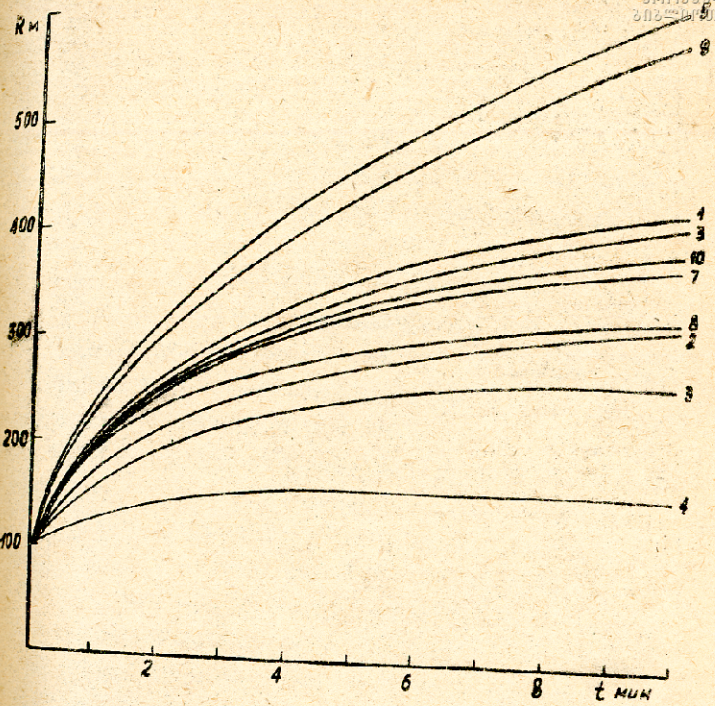


Рис. 2. Цифры на кривых показывают номера численных экспериментов (концентрация примеси  $c=0,001$ )

ს. კავშირების საბ. უბნის მდინარის სახეობები  
უბნის მდინარის მდინარე  
291, 1989

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РАДИОЭХА  
ОТ МЕТЕОРОВ

К. Д. Квავадзе, М. И. Тевдорашвили

По мере развития радиолокационной техники все острее встает вопрос о роли радиоэха, а также возникают специальные вопросы, связанные с использованием рассеяния радиоволн метеорами для получения данных об атмосферных явлениях в метеорной зоне, а теории образования метеорного следа и т.д. Этим вызвана необходимость создания такой приемно-индикаторной аппаратуры, которая могла бы без искажений (с большим динамическим диапазоном) принимать радиоэхо от метеоров. Существует множество станций для изучения метеорных явлений в средней атмосфере. Некоторые из них дают возможность определять угол поворота плоскости поляризации излученной волны /9/. Имеются станции, дающие возможность измерять амплитуду и дальность до метеора, а также направление и скорость дрейфа следа /1,2,4,5/ с разной точностью и разрешением. Однако есть и более сложные станции, позволяющие наряду с перечисленными параметрами определять реальную высоту метеора с точностью 1,5 км.

В настоящей работе описывается измерительный комплекс для регистрации радиоэха от метеоров, за основу которого была принята метеорная РЛС, разработанная в КИРЭ /8/ в 1972 году.

На рис. I приведена блок-схема приемно-индикаторной части РЛС. Принятые вертикально и горизонтально поляризованными антеннами сигналы поступают на входы двух идентичных приемников, где усиливаются, детектируются и подаются на два канала аналого-цифрового преобразователя ПКЭМ "ИСКРА-226" (АЦП). От первого приемника сигнал также поступает на аналого-цифровой фильтр (БФС). БФС ограничивает сигнал снизу на уровне шума, усиливает, ограничивает сверху и формирует импульсы для надежной работы блока защиты от помех (БЗП).

Блок защиты от помех работает по принципу сравнения принятого сигнала с излученной кодированной последовательностью. Сигнал на его выходе, для запуска АЦП, появляется только в том случае, когда принятый сигнал кодирован, так же как и переданный. Принцип работы этого блока не отличается от ранее описанных [1,4,7,8]. В данной установке для повышения надежности запуска следующих каскадов применена более современная элементная база и изменена схема формирования импульсов.

АЦП ПКЭМ имеет особенность: резервирование памяти для хранения принятой информации происходит до обращения к АЦП и не может быть изменено до ее заполнения. Поэтому при коротких метеорах, когда массив недозаполняется, процессор записывает. Программно обойти это не удалось, поэтому БЗП формирует импульс-конец метеора, который приводит АЦП к состоянию "слибка" (искусственно), и машина после обработки ошибки продолжает выполнение программы.

Сформированный в БЗП импульс запуска АЦП поступает и в блок дальности. Этот импульс подготавливает всю схему, для запуска счетчиков дальности. После поступления первого (после импульса БЗП) 100-ти импульса из синхрогенератора начинается

счет, который прокрашивается следующим импульсом из БЗП. Двоичный код о выхода счетчиков переписывается в буферный регистр и ждет от машины запроса (формируется в конце метеора) для его ввода в ЭВМ. Счет ведется частотой 150 кГц, что соответствует примерно 4 км по дальности. Вычисление длительности радиосаха выполняется программно- подсчетом, длины массива его амплитуд.

В конце 1967 г. были проведены пробные наблюдения за радиометеорами. Зависимость амплитуды от времени для одного из метеоров приведена на рис.2 (1-сигнал от горизонтально поляризованной антенны, 2 - от вертикально поляризованной). Общее число зарегистрированных метеоров 250. На рис.3 приведен график распределения метеоров по длительности. Из графика видно, что среднее время жизни метеоров порядка 100 мсек.

Для расчета электронной концентрации  $D$  области ионосферы полученные через горизонтально и вертикально поляризованные антенны сигналы радиосаха (рис.2) фильтруются от помех. Далее вычисляются отношения амплитуд взаимноперпендикулярной поляризации, среднее отношение и запоминается ЭВМ в формате: время, длительность, дальность и отношение.

График данных изменения отношения во времени (для разных метеоров) приведен на рис.4. Из графика видно, что отношение амплитуд имеет достаточно широкий разброс. Причиной этого является то, что поворот плоскости поляризации принятой волны определяется не только концентрацией  $D$  области, но и линейной электронной плотностью метеорного следа. В случае недонасыщенных следов  $q < 10^{13}$  эл/см<sup>-1</sup> падающая волна проникает в след, тем самым происходит добавочное увеличение угла поворота плоскости поляризации. В свою очередь концентрация



метеора зависит от массы, скорости метеорной частицы и электродинамической нейтральной плотности среды на высоте образования метеора.

Для получения суточного хода угла поворота плоскости поляризации были вычислены средне-получасовые значения углов поворота:

$$\Omega = \arctg (A_1/A_2),$$

где  $A_1, A_2$  - амплитуды, принятые горизонтально и вертикально поляризованными антеннами.

Как видно, из рис. 5, к полудню наблюдается увеличение  $\Omega$ , что соответствует увеличению концентрации  $D$  области ионосферы. Среднее значение угла поворота вектора напряженности электрического поля примерно  $1,25$ .

По данным Верниани /5/ для зимы и лета этот угол принимает значения  $1,25$  и  $0,85$  соответственно.

Расчет концентрации  $D$  области ионосферы для перенасыщенных метеоров проводился по формуле, приведенной в /9/.

Вычисляя электронную концентрацию согласно формуле:

$$N = 4.2 \cdot 10^{-3} \cdot \Omega \cdot F^2 / B \cdot \cos(\varphi) \text{ см}^{-3},$$

где  $\Omega$  - угол поворота плоскости поляризации в радианах,

$B$  - геомагнитное поле в гауссах,

$\varphi$  - угол между направлением распространения волны и геомагнитным полем,

$F$  - частота зондирования в герцах,

получаем что  $N = 1.75 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ , что хорошо согласуется с другими данными электронной концентрации среднеширотной  $D$  области ионосферы для зимы.

Разработанный измерительный комплекс для исследования радиометеоров дает возможность регистрировать амплитуду сигналов, принятых горизонтально и вертикально поляризованными

антеннами, наклонную дальность и длительность радиосхв.

В заключение можно сказать, что применение данного метода (определение вариации интегральной концентрации  $D$  области ионосферы через угол поворота плоскости поляризации УКВ радиоволн, при отражении от метеорных следов) дает возможность следить за процессами, происходящими на трассе Земля - метеор - Земля.

Большое среднечасовое число радиометеоров (особенно летом и во время метеорных потоков) создает хорошие условия для наблюдения как длинно-, так и короткопериодических процессов, происходящих в нижней ионосфере.

Поступила 27.IV.1969

Кафедра радиофизики

ТАБЛИЦА

Место	ГССР, Тбилиси, 44. 5E, 41.4N
Тип	Импульсно-когерентная РЛС
Измеряемые параметры	Амплитуды принятых сигналов, дальность, длительность
Рабочая частота	32.888 МГц
Мощность	50 квт, в импульсе
Длительность	30 мксек
Период	10 мксек
Модуляция	Кодовая, каждый пятый двоенный
Передающая антенна	5-элементный горизонтальный волновой канал
Ширина диаграммы	60°
Высота подвеса	4.5 метра
Премник	С кварцевым гетеродином, одним смесителем



Динамический диапазон	55 дБ
Антенны	Пятиэлементные волновые каналы с горизонтальной и вертикальной поляризацией
Дальность до метеора	От 95 до 1500 км, погрешность 4 км мертвые зоны 15 км, во время бланков.
Длительность метеора	От 10 мксек до 10 сек, погрешность 2 мксек
Данные	После первичной обработки на ЭВМ на магнитный диск, а потом на магнитную ленту.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. B.Schaning, E.Weib. Z.meteor, 1982, 32, 4, 216-224.
2. W.J.Baggaley, T.H.Weib, mon. Not.R. Astr. Soc, 1980, 191, 829-839.
3. T.Aso, T.Tsuda, S. Kato, J.of Atm. and Terr. Physics, 1978, V.41, p.517.
4. P.C.S.Devara, M.I.Ahmed, M.S.Roa, B.R.Roa.J. of Atm. and Terr. Physics, 1981, V.43, p.239.
5. F.Verniani, J. of Atm. and Terr. Physics, 1978, V.42, p.83.
6. Е.А. Флашко. Сов. Радио. М., 1961.
7. Сборник статей. Метеоры. Харьков, 1960.
8. Отчет НИР 71-63, ХИРЭ, 1972. Харьков.
9. W.J.Baggaley. J. of Atm. and Terr. Physics, 1979, V.41, p.671.







ამისთვის, აღნიშნული მეთოდის გამოყენება საშუალებას მო-  
ცავს რადიომეტეორების დაკვირვება ვაშარშითხი უწყისი ინსტიტუტის-  
ში ელექტრონული კონცენტრაციის ცვლილებებზე.

K.Kvavadze, M.Tevdorashvili

## THE MEASUREMENT SYSTEM FOR THE METEOR RADIO-ECHO DETECTION

### Summary

The computerized radar system for the measurement of meteor parameters is described. The hardware and software design of the system is presented in some detail.

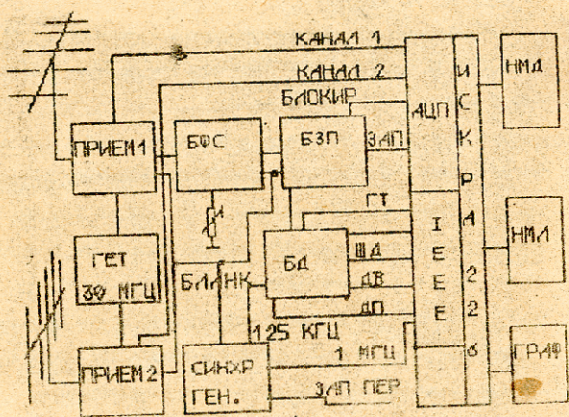
The measurement equipment, which allows, during the radio loca-  
tion of meteors, to receive radio-echo simultaneously by vertically  
and horizontally polarized antennas, is described. The two antennas  
enable to examine the E-vector rotation angle of the transmitted wave  
(32.888 Mhz) in the lower ionosphere (Faraday effect). This angle is  
used to determine the D-region concentration of the ionosphere.

In order to solve this problem the ISKRA 226 micro computer  
has been used together with special receiving equipment.

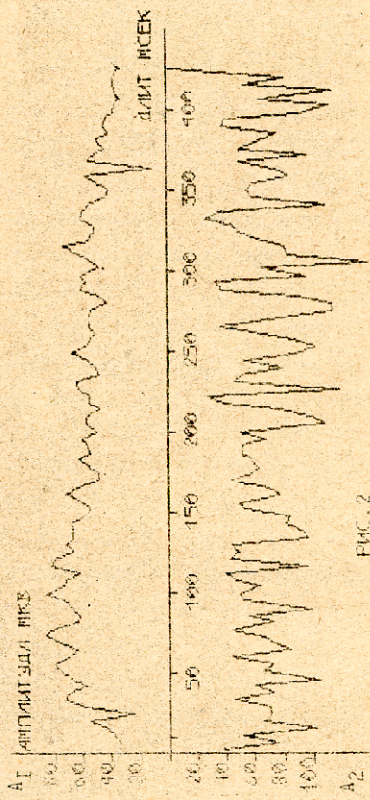
The time-dependence of the received radio-echo from two polar-  
ized antennas is presented. Meteor durations, ratios of vertically and  
horizontally polarized amplitudes, and polarization plane rotation angle's  
time dependence are calculated and plotted, using the ISKRA 226 com-  
puter.

The average concentration value of the ionosphere D-region is  
calculated using the formula from ref. / 9 /,  $N \approx 1,750 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , which accords  
well with the known value for middle latitudes in winter.

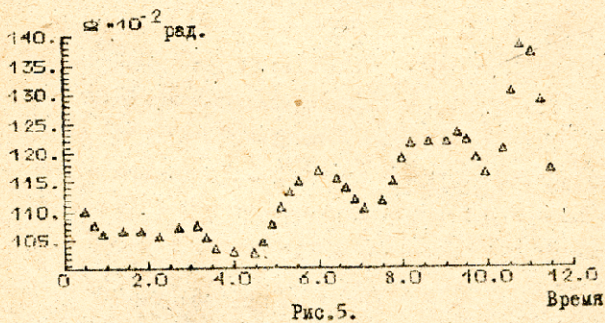
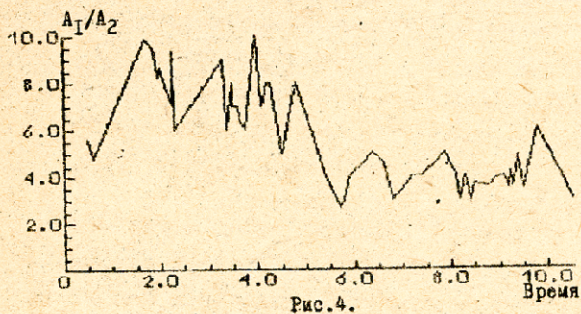
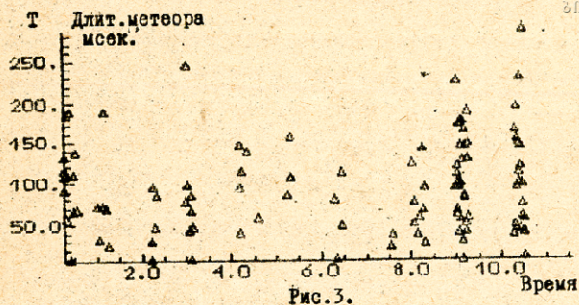
Thus, the electron concentration in the lower ionosphere can be  
investigated and monitored during radio-meteor observations by the meth-  
od described in this paper.



РНС1. БЛОК-СХЕМА



ՔՐԿ. 2



МАТРИЦЫ ПОВОРОТА ДЛЯ ОБЩЕГО ТРИКЛИННОГО СЛУЧАЯ

Т. А. Дзидишвили, Д. Н. Могильянский

Два кристалла могут быть приведены в одну конгруэнтную ориентацию путем отражения в некоторой плоскости решетки или поворота на  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $180^\circ$  относительно некоторой оси. Полученная совокупность частей кристалла, именуемая двойниками, в общем случае до сих пор изучена недостаточно /1/.

Представляется вероятным, что части двойника могут быть связаны любым кристаллографическим элементом симметрии - поворотными осями 2, 3, 4, 6 порядка, инверсионными осями 3, 4, 6, зеркальной плоскостью и центром симметрии  $\bar{1}$ .

Однако в подавляющем большинстве случаев элементами симметрии являются зеркальная плоскость и ось второго порядка. В остальных случаях, в основном, указанная связь описывается поворотами.

Для формирования в кристаллической решетке двойникового соотношения между частями единственное фундаментальное ограничение состоит в том, что эта взаимосвязь может быть осуществлена только тем элементом симметрии, который не содержится исходного кристалла в данной ориентации. В противном случае, т.е. при наличии указанного элемента симметрии в обычной для данной решетки позиции, кристалл переходил бы в самое себя, а не в двойник.

Для удобства расчетов, связанных с расшифровкой дифрак-



дионных картин /2,3/ построением сечений атомной решетки, с целью установления вектора сдвига /4/ и расчета стереографических проекций /5/, целесообразно иметь матрицы двойникового соотношения для вытеописанных случаев.

С целью сохранения общности рассмотрим операции поворота и отражения, оставляя редкие случаи инверсионных двойников, в которых описание двойникового, для любой сингонии, можно осуществить одной матрицей инверсии.

Используя преобразование подобия /3/, можно рассчитать матрицу двойникового соотношения в случаях поворотов для общего триклинного случая  $\mathcal{D}$ . Матрицы зеркального отражения можно получить из  $\mathcal{D}$  как частный случай при угле поворота  $180^\circ$  (в случае центросимметричных кристаллов). А для кристаллов без центра симметрии как  $M = -\mathcal{D}$ .

Представим матрицу  $\mathcal{D}$  через эквивалентную матрицу  $T$ , являющуюся матрицей поворота на угол  $\varphi$  в ортонормированной координатной системе  $x_1, x_2, x_3$ .

$$\mathcal{D} = \mathcal{H} T E,$$

где  $E$  - матрица перевода неортонормированного базиса  $abc$  в ортонормированный  $x_1, x_2, x_3$ , а  $\mathcal{H} = E^{-1}$  /6/.

$$\mathcal{H} = \begin{bmatrix} a \sin \beta & 0 & a \cos \beta \\ -b \frac{\cos \alpha \cdot \cos \beta - \cos \gamma}{\sin \beta} & \frac{bc \omega}{\sin \beta} & bc \cos \alpha \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\omega = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta - \cos^2 \gamma + 2 \cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot \cos \gamma}$$

В свою очередь и к  $T$  можно применить преобразование подобия и представить ее через эквивалентную матрицу  $R$

$$T = P^{-1} R P, \quad (1)$$

$R$  - известная матрица поворота на угол  $\varphi$  относительно оси  $x'_3$  в некоторой ортонормированной координатной системе  $x_1, x_2, x_3$ .

Ось  $x'_3$  выбрана таким образом, что совпадает с направлением  $[uvw]$  в системе  $x_1, x_2, x_3$ , а направление  $[u'v'w']$  параллельно с осью поворота  $[UVW]$  в исходной в общем случае неортонормированной решетке  $abc$ .

Связь между  $[uvw]$  и  $[UVW]$  осуществляется через следующее равенство:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = H \cdot \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} \quad (2)$$

$P$  - матрица перевода базиса  $x_1, x_2, x_3$  в  $x'_1, x'_2, x'_3$ , в которой осуществляется операция поворота  $R$ . Базис  $x'_1, x'_2, x'_3$  ориентирован таким образом, что ось  $x'_3 \parallel [uvw]$  и  $x'_1$  лежит в плоскости  $x_1, x_2$ .

Такое расположение осей обуславливает простоту вычислений матричных элементов  $P_{ij}$

$$P = \frac{1}{\sigma} \begin{bmatrix} \frac{uv}{\sqrt{u^2+v^2}} & \frac{-vw^2}{\sqrt{u^2+v^2}} & -\sqrt{u^2+v^2} \\ \frac{v\sqrt{u^2+v^2}+w^2}{\sqrt{u^2+v^2}} & \frac{u\sqrt{u^2+v^2}+u^2}{\sqrt{u^2+v^2}} & 0 \\ u & v & w \end{bmatrix}$$





где  $c = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ .

Элементы результирующей матрицы поворота на угол  $\varphi$  относительно оси  $[uvw]$  в ортонормированной системе  $T_{ij}$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= u^2 + (v^2 + w^2) \cos \varphi, \\
 T_{12} &= uv \cdot k - w c \sin \varphi, \\
 T_{13} &= uw \cdot k + v c \sin \varphi, \\
 T_{21} &= uw \cdot k + w c \sin \varphi, \\
 T_{22} &= v^2 + (u^2 + w^2) \cos \varphi, \\
 T_{23} &= vw \cdot k - u c \sin \varphi, \\
 T_{31} &= uv \cdot k - u c \sin \varphi, \\
 T_{32} &= vw \cdot k + u c \sin \varphi, \\
 T_{33} &= w^2 + (u^2 + v^2) \cos \varphi,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где  $k = 1 - \cos \varphi$ .

Подытоживая изложенное, для матрицы поворота в общем триклинном случае получаем:

$$D = A P^{-1} R P E,$$

$u, v, w$  определяются из индексов оси поворота при двойниковании  $[uvw]$  по формуле (2). В частотном случае кубической системы

$$D = T, \quad T = \frac{1}{c^2} \{ T_{ij} \}.$$

При повороте на  $\varphi = 180^\circ$  получаем известную матрицу двойникового соотношения /3/, которая в случае centrosимметричных решеток описывает и зеркальное отображение в плоскости двойникования  $(hkl)$ . В последнем случае отражение описывается поворотом вокруг нормали к  $(hkl)$   $[uvw]$ .  
 $[uvw] = G^{-1}(hkl)$ , где  $G$  - метрический тензор по-



ხოდნოი კრისტალლიჩესკოი რეშეტკი.

Поступила 10.IV.1989

Республиканский центр  
структурных исследова-  
ний при Грузинском по-  
литехническом институте

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Уиттекер. Кристаллография. М., Мир, 1983, 268 с.
2. Т. А. Дзиграшвили, В. В. Санадзе, Т. О. Бахтадзе, Г. М. Бурдвалиანი. Кристаллография. 1980, т. 25, с. 1060.
3. Т. А. Дзиграшвили. Кристаллография. 1987, т. 32, с. 1523.
4. Т. А. Дзиграшвили, Э. Р. Кутелия, Н. И. Майсурадзе, Г. Ш. Дарсавелидзе. Заводская лаборатория. 1989, № 5.
5. Т. А. Дзиграшвили, Э. Р. Кутелия. Кристаллография. 1984, т. 29, с. 1190.
6. Ю. И. Сиротин, М. П. Шакольская. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979, 639 с.

მ. ძიგრაშვილი, ე. რ. კუთელია

ბრუნვის მანქანის ტრანსმისიის მონტაჟის მანქანის კონსტრუქციის

რეზიუმე

კონსტრუქციის ტრანსმისიის მონტაჟის მანქანის, რომელიც დაკავშირებულია

ბრუნვის მანქანის ტრანსმისიის მონტაჟის მანქანის, ავტომატური მანქანის

მანქანისა და კონსტრუქციის მანქანის ტრანსმისიის მონტაჟის მანქანის,

მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის

მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის

მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის

მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის

მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის მანქანის



ორველადაც ნიშნავთ კრისტალის ნაწილებს მიღებული ერთობლივობა  
 ბოლოდაც ნაკლებადაც შესწავლილი. ფრულა საშუალებით გამოავლინის  
 ეკვივალენტური მატრიცების წარმოებებით ავსრუდება მიიღეს ბო-  
 ლაპ არათანხმობის მიხედვით განვიხილოთ შემთხვევაში ნებისმიერი ორ-  
 ძის ბიძარა ნებისმიერი კუთხით მიმდრეკილ მატრიცა. არცა,   
 შემთხვევითი კუთხეებით შემთხვევების კრისტალი მიყავს ორვე-  
 ლაპ ორველადაც, რთმაც სარკული, ასევე აქსიალური ორველ-  
 ბისაღვის, ორველაპანი თანხმობის მატრიცა  $D$  წარმოებენ-  
 ლა ეკვივალენტური  $T$  მატრიცის საშუალებით, რთმაც წარმოა-  
 გენს  $\varphi$  კუთხით მიმდრეკილ მატრიცას ორთხმობის მიხედვით,   
 $D = ATE$ , სადაც  $E$  არათანხმობის მიხედვით დაგისის ორთხმობის  
 მიხედვით გაფაფრის მატრიცაა, ხოლო  $A = E^{-1}$ . თავის ბრძვ,  $T =$   
 $= ATE$ .  $R$  ორთხმობის მიხედვით სისხვამაში საკთმობისათვის ორძის ირც-  
 ლა  $\varphi$  კუთხით მიმდრეკილ მატრიცაა. შერევა ბოლოა ორძის მიხედვით  
 სისხვამაში  $D = A P^{-1} R P E$   $180^\circ$ -ით მიმდრეკილ მატრიცა  $D$  -ში ნიშნის  
 გაბეჭდვის მიხედვით მიიღება სარკული არკველის მატრიცა. აღსანიშნა-  
 ვია, რთი ბრძვით შემთხვევებში მყარ სხვებში გვხვდება სარკული  
 და მიმდრეკილ მატრიცის აქსიალური ორველები.

T. Dzigrashvili, D. Mogilyanski

ROTATION MATRIX FOR THE GENERAL TRICLINIC CASE

Summary

Using equivalent matrices, a rotation matrix for any angle of the triclinic case is obtained.  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  and  $180^\circ$  rotations reduce the lattice to a congruent orientation. The obtained matrices are used for axial as well as for mirror twins.



Matrices of twinning relationship are needed for drawing of twinned crystal lattice cross-sections and stereographic projections to establish the magnitude of the twinning shear. Two crystals may be reduced into one congruent orientation by means of reflections in any plane of the lattice by  $60^{\circ}$ ,  $90^{\circ}$ ,  $120^{\circ}$  and  $180^{\circ}$  turn respective some axis. The obtained set of parts of the crystal, called hereafter twins, has not been yet studied sufficiently. Representing all intermediate transformations through equivalent matrices, the authors obtained a rotation matrix for the general triclinic case. A particular case for turns by a preset angle results in twinning relationship both for axial and for mirror ones. The twinning relationship matrix  $D$  is represented through the equivalent matrix  $T$ , which is the matrix of turn by angle  $\varphi$  in an orthonormal system.  $D = AT E$ , where  $E$  is the matrix of non-orthonormal basis transition into orthonormal, and  $A = E^{-1}$ . In its turn  $T = P^{-1} R P$ .  $R$  is a well-known matrix of rotation by angle  $\varphi$  in an orthonormal system. Consequently, for the general triclinic case  $D = A P^{-1} R P E$ . The matrix of mirror reflection may be obtained from  $D$  at  $180^{\circ}$  turn with regard for a sign. It should be pointed out that in most cases the elements of twin symmetry are mirror plane and the axis, of the second order.

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОВЕДЕНИЕ РЕЛАКСАЦИИ И СТАЦИОНАРНОГО НАСЫЩЕНИЯ  
В СИСТЕМЕ СПИНОВ С КВАДРУПОЛЬНО РАСЩЕПЛЕННЫМ СПЕКТРОМ

ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И. П. Фокина, Л. Т. Челидзе

Известно [1,2], что в условиях, когда  $\omega_{рез} \gg T_b$  (где  $\omega_{рез}$  - частота магнитного резонанса,  $T_b$  - температура решетки,  $k_B = 1$ ,  $v_B = 1$ ), имеет место низкотемпературный сдвиг частоты (НТСЧ) резонанса, пропорциональный среднему дипольному полю образца и поляризации спинов. Существует метод измерения среднего дипольного поля путем измерения первого момента сигнала поглощения [1]. Этот метод требует тщательной калибровки спектрометра [1]. Однако, если НТСЧ достаточно велики (условие будет вынесено ниже) и имеет место спиновая нестабильность [3-5], то удобным способом измерения среднего дипольного поля  $\bar{a}$  может служить фиксирование частоты, при которой происходит скачок из ненасыщенного состояния в насыщенное при озандровании частоты переменного поля, стационарно насыщающего магнитный резонанс, так как эта частота зависит от  $\bar{a}$ . Особенно удобным представляется применение этого способа в образцах с неэквидистантным спектром.

Для рассмотрения этого вопроса выберем в качестве примера систему электронных спинов  $S = 3/2$  с квадрупольным начальным расщеплением спектра (с параметром  $D$ ), помещенную в постоян-



ное магнитное поле, дающее всемагновское расщепление  $\omega_x$ . Система уравнений, выведенная без применения вносотемпературного приближения (ВНП) для эволюции разностей заселенностей  $\Delta N_{mn} = N_m - N_n$  уравней ( $m, n = \pm 3/2, \pm 1/2$ ) под действием спин-решеточной релаксации, имеет следующий вид:

$$\frac{d\Delta N_{1/2}}{dt} = -\frac{3}{\tau_{1/2 \ 3/2}} I_{1/2 \ 3/2} + \frac{2}{\tau_{-1/2 \ 1/2}} I_{-1/2 \ 1/2},$$

$$\frac{d\Delta N_{-1/2 \ 3/2}}{dt} = \frac{3}{2} \frac{1}{\tau_{1/2 \ 3/2}} I_{1/2 \ 3/2} -$$

. (I)

$$-\frac{3}{2} \frac{1}{\tau_{-1/2 \ -3/2}} I_{-1/2 \ -3/2} - \frac{1}{4} \frac{1}{\tau_{-1/2 \ 1/2}} I_{-1/2 \ 1/2},$$

$$\frac{d\Delta N_{-1/2 \ -3/2}}{dt} = -\frac{3}{\tau_{-1/2 \ -3/2}} I_{-1/2 \ -3/2} -$$

$$-\frac{2}{\tau_{-1/2 \ 1/2}} I_{-1/2 \ 1/2},$$

где

$$I_{mn} = (N_m + N_n) \frac{\Delta N_{mn} - (N_m + N_n) \hbar \frac{E_{nm} \beta_L}{2}}{N_m + N_n - \Delta N_{mn} + \hbar \frac{E_{nm} \beta_L}{2}},$$

$\beta_L$  - обратная температура решетки;

$E_{nm} = E_n - E_m$  - разности энергий уровней; с учетом ИТСЧ для



данного спектра они равны  $1/6$ :

$$E_{3/2, 1/2} = 2D + \omega_z + \bar{a} \left( -\frac{g}{2} \frac{\Delta N_{1/2, 3/2}}{N} - 4 \frac{\Delta N_{-1/2, 1/2}}{N} + 3 \frac{\Delta N_{-1/2, -3/2}}{N} \right), \quad (2)$$

$$E_{-3/2, -1/2} = 2D - \omega_z + \bar{a} \left( -\frac{g}{2} \frac{\Delta N_{-1/2, -3/2}}{N} + 4 \frac{\Delta N_{-1/2, 1/2}}{N} + 3 \frac{\Delta N_{1/2, 3/2}}{N} \right),$$

$$E_{1/2, -1/2} = \omega_z + \bar{a} \left( 6 \frac{\Delta N_{-1/2, 1/2}}{N} + 3 \frac{\Delta N_{1/2, 3/2}}{N} - 3 \frac{\Delta N_{-1/2, -3/2}}{N} \right),$$

где  $\bar{a}$  - среднее дипольное поле. В предположении однофононного механизма релаксации, который реализуется при низких температурах, для величины  $\tau_{mn}^{-1}$ , фигурирующей в (1), получаем:

$$\tau_{mn}^{-1} = \frac{3H^2(E_{nm})^3}{4\pi \bar{v}^3} \frac{2(N_n \rho^{E_{nm} \beta_h} + N_m)}{(\rho^{E_{nm} \beta_h} - 1)(N_n + N_m)}, \quad (3)$$

где  $H$  - константа спири-фононной связи,  $\bar{v}$  - средняя скорость фононов. Уравнения (1) с (3) предсказывают нелинейный характер низкотемпературной парамагнитной релаксации, т.е. временную зависимость  $\Delta N_{mn}$ , обусловленную релаксацией, нельзя представить в виде суммы экспоненциальных членов.

Если значение  $\beta_h$  позволяет применять слабое НТД, а именно

$$\Delta N_{mn} \ll \frac{E_{nm} \beta_h}{2} \ll N_n + N_m,$$

$$\frac{N_n l E_{nm} \beta_0 + N_m}{(l E_{nm} \beta_0 - 1)(N_m + N_n)} \approx \frac{1}{2} \operatorname{cth} \frac{E_{nm} \beta_0}{2},$$

то после добавления в уравнения (1) членов, связанных с переходами под действием переменного поля [6], система уравнений, описывающая стационарное насыщение трех магнеторезонансных переходов, приобретает вид:

$$\frac{dx_1}{dt} = -6W_1 x_1 + 4W_2 x_2 - \frac{3}{\tau_1} (x_1 - x_1^0) + \frac{2}{\tau_2} (x_2 - x_2^0),$$

$$\begin{aligned} \frac{dx_2}{dt} = & 3W_1 x_1 - 8W_2 x_2 - 3W_3 x_3 + \frac{3}{2\tau_1} (x_1 - x_1^0) - \\ & - \frac{4}{\tau_2} (x_2 - x_2^0) - \frac{3}{2\tau_3} (x_3 - x_3^0), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dx_3}{dt} = -6W_3 x_3 - 4W_2 x_2 - \frac{2}{\tau_2} (x_2 - x_2^0) - \frac{3}{\tau_3} (x_3 - x_3^0),$$

где  $x_1 = \frac{\Delta N_{1/2 \pm 1/2}}{N}$ ,  $x_2 = \frac{\Delta N_{1/2 \pm 1/2}}{N}$ ,  $x_3 = \frac{\Delta N_{1/2 \pm 3/2}}{N}$ ,

$x_\alpha^0$  - из равновесные значения, равные

$$x_{1,2}^0 = \frac{1}{2} + h \frac{(\pm \omega_1 + 2\nu) \beta_0}{2}, \quad x_3^0 = \frac{1}{2} + h \frac{\omega_2 \beta_0}{2}.$$

Допустим, насыщается  $\alpha$ -й переход с вероятностью, при лоренцевой форме линии равной

$$2W_\alpha = \frac{S_\alpha \delta \omega^2}{[(\omega_\alpha - S_\alpha)^2 + \delta \omega^2]} \frac{1}{\tau_\alpha}$$





где  $\Omega$  - частота переменного поля,  $\omega_\alpha$  - резонансная частота  $\alpha$ -го перехода с учетом НТСЧ,  $S_\alpha = 2W_\alpha(0)\tau_\alpha$  - параметр насыщения,  $\delta_\alpha$  - ширина перехода. Введем следующие обозначения:

$$\epsilon_\alpha^2 = \frac{\delta_\alpha^2 (S_\alpha + 1)}{\Delta_\alpha^2}; \quad \Delta_\alpha = \omega_{S_\alpha} - \omega_{L_\alpha},$$

где  $\omega_{S_\alpha}$  - резонансная частота  $\alpha$ -го перехода при полном его насыщении ( $\tau_\alpha = 0$ ),  $\omega_{L_\alpha}$  - его равновесная частота (все  $\tau = \tau^0$ ); из выражений (2) следует, что

$$\Delta_{1,3} = \frac{g}{2} \bar{\alpha} x_{1,3}^0; \quad \Delta_2 = -6\bar{\alpha} x_2^0.$$

Далее,  $(\nu_\alpha - 1) = (\omega_{L_\alpha} - \Omega) / \Delta_\alpha$  - безразмерная расстройка частоты  $\Omega$  относительно равновесного центра линии;

$$y_\alpha = 1 - \frac{\tau_\alpha}{\tau_\alpha^0} + \frac{2}{3}(\nu_\alpha - 1).$$

Стационарные значения  $\tau_{\beta \neq \alpha} = \tau_\beta^0$ , а стационарные значения  $\tau_\alpha$  определяются следующими уравнениями для  $y_\alpha$ :

$$y_\alpha^3 + \left[ \epsilon_\alpha^2 - \frac{(\nu_\alpha - 1)^2}{3} \right] y_\alpha - \frac{2}{27} (\nu_\alpha - 1)^3 - \frac{2}{3} (\nu_\alpha - 1) \epsilon_\alpha^2 - \frac{S_\alpha}{S_\alpha + 1} \epsilon_\alpha^2 = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) имеет три действительных решения в некоторой области расстроек в окрестности каждого перехода. В предположении, что  $\left( \frac{\epsilon_\alpha (S_\alpha + 1)}{S_\alpha} \right)^{1/3} \ll 1$  (НТСЧ), эти области определяются неравенствами

$$(\nu_\alpha - 1)_{\text{ВВТ}} \leq \nu_\alpha - 1 \leq (\nu_\alpha - 1)_{\text{НВТ}} \quad (6)$$



где, как будет показано ниже, расстройки  $(\nu_\alpha - 1)_{\text{ВБТ}}$  и  $(\nu_\alpha - 1)_{\text{НБТ}}$  играют роль высококачественной (по  $\Omega$ ) и низкочастотной бифуркационной точек и равны

$$(\nu_\alpha - 1)_{\text{ВБТ}} = -\frac{S_\alpha}{2(S_\alpha + 1)} \left( 1 + \sqrt{1 + 2 \frac{6_\alpha^2 (S_\alpha + 1)^2}{S_\alpha^2}} \right), \quad (7)$$

$$(\nu_\alpha - 1)_{\text{НБТ}} = -3 \sqrt{\frac{6_\alpha^2}{4} \frac{S_\alpha}{S_\alpha + 1}}$$

В области (7) решения уравнений (5) можно записать в виде:

$$\left( \frac{x_\alpha}{x_\alpha^0} \right)^{\text{I, II}} = 1 + \frac{\nu_\alpha - 1}{3} \left\{ 2 + \sqrt{1 - \xi_\alpha} \left( \cos \frac{\varphi_\alpha}{3} \pm \sqrt{3} \sin \frac{\varphi_\alpha}{3} \right) \right\}, \quad (8)$$

$$\left( \frac{x_\alpha}{x_\alpha^0} \right)^{\text{III}} = 1 + \frac{2(\nu_\alpha - 1)}{3} \left( 1 - \sqrt{1 - \xi_\alpha} \cos \frac{\varphi_\alpha}{3} \right).$$

где  $\xi_\alpha = 36_\alpha^2 (\nu_\alpha - 1)^2 \ll 1$ ,  $\cos \varphi_\alpha$  определяется известным выражением  $\eta$ . В точке  $(\nu_\alpha - 1)_{\text{ВБТ}}$  сливаются решения I и II:

$$\left( \frac{x_\alpha}{x_\alpha^0} \right)^{\text{I, II}} \approx \frac{1}{S_\alpha + 1}, \quad \left( \frac{x_\alpha}{x_\alpha^0} \right)^{\text{III}} \approx 1,$$

а в точке  $(\nu_\alpha - 1)_{\text{НБТ}}$  решения II и III:

$$\left( \frac{x_\alpha}{x_\alpha^0} \right)^{\text{II, III}} \approx 1 - 3 \sqrt{\frac{6_\alpha^2}{4} \frac{S_\alpha}{S_\alpha + 1}}, \quad \left( \frac{x_\alpha}{x_\alpha^0} \right)^{\text{I}} \approx 1 + 3 \sqrt{\frac{6_\alpha^2}{4} \frac{S_\alpha}{S_\alpha + 1}}$$

Для исследования устойчивости решений (8) применим условия Рауса-Гурвица, которые для случая трех дифференциальных уравнений сводятся к неравенствам  $p > 0$ ,  $q > 0$  и  $r > 0$ .

$R \equiv pq - \gamma > 0$  (обозначения взяты из /8/), определяющих область устойчивости.

Для уравнений (4) значения  $\gamma_\alpha$  пропорциональны величине

$$-\frac{x_\alpha^0}{x_\alpha} \left\{ 1 + \frac{2\left(\gamma_\alpha - \frac{x_\alpha}{x_\alpha^0}\right)\left(\frac{x_\alpha}{x_\alpha^0} - 1\right)^2}{\epsilon_\alpha^2 S_\alpha / (S_\alpha + 1)} \right\}. \quad (9)$$

Подставляя (8) в (9), получаем, что в области (7) устойчивыми являются два решения -  $x_\alpha^I$  и  $x_\alpha^{III}$ , т.е. имеет место спонная бистабильность. В точке  $(\gamma_\alpha - 1)_{НБТ}$   $\gamma_\alpha$  обращается в нуль для решения  $x_\alpha^{III}$ , а в точке  $(\gamma_\alpha - 1)_{ВБТ}$  - для решения  $x_\alpha^I$ , при этом происходит потеря устойчивости этих стационарных решений через обращение в нуль соответствующего корня характеристического уравнения. Вне области бистабильности (7) имеется одно устойчивое решение. На эксперименте вышесказанное должно привести к гистерезису значений  $x_\alpha$  при сканировании частоты  $\Omega$  переменного поля, стационарно действующего на  $\alpha$ -й переход, и к скачкам из ненасыщенного состояния в насыщенное при  $(\gamma_\alpha - 1)_{НБТ}$  и обратно при  $(\gamma_\alpha - 1)_{ВБТ}$  (см. рис.). Отметим, что когда  $\Omega$ , увеличиваясь, проходит значение, соответствующее  $(\gamma_\alpha - 1) = \frac{S_\alpha}{S_\alpha + 1}$ , происходит захват резонанса  $(\Omega = \omega_{рез}, \alpha)$ . При дальнейшем слабом увеличении  $\Omega$  и достижении  $(\gamma_\alpha - 1)_{ВБТ}$  насыщенное состояние теряет устойчивость. Зная ширины линий переходов и их параметры насыщения и фиксируя значения  $\Omega$ , при которых имеет место скачки из ненасыщенного состояния в насыщенное, можно измерить параметры НТЧ  $\Delta_\alpha$  и далее вычислять среднее дипольное поле в образце.

Так как регистрация гистерезиса происходит по сигналам поглощения  $\chi''$  переменного поля, запишем общее выражение для мнимой части комплексной магнитной восприимчивости  $\chi''$  в поле произвольной частоты  $\omega$  и полуамплитуды  $h_1$ :

$$\chi'' = \frac{N}{2h_1^2} \sum_{\tau=\pm 1} \tau \left\{ -\frac{3}{2} \alpha_1 2W_1 (E_{3/2, 1/2} + \tau\omega) + \right. \quad (10)$$

$$\left. + \frac{3}{2} \alpha_3 2W_3 (E_{-1/2, -3/2} + \tau\omega) + 2\alpha_2 2W_2 (E_{-1/2, 1/2} + \tau\omega) \right\}$$

(сумма по  $\tau$  позволяет рассматривать случай как положительного, так и отрицательного  $D$ ). Если на эксперименте измеряется поглощение энергии того переменного поля, которое насыщает один из переходов ( $\omega = \Omega$ ), то из (10) и уравнений (4) следует простые выражения для стационарного сигнала поглощения

$$\chi''_{\pm 3/2 \pm 1/2} = \frac{3}{2h_1^2} \frac{|\Delta N_{\pm 1/2 \pm 3/2}^0|}{\tau_{\pm 3/2 \pm 1/2}} \left( 1 - \frac{\Delta N_{\pm 1/2 \pm 3/2}^0}{\Delta N_{\pm 1/2 \pm 3/2}^0} \right), \quad (11)$$

$$\chi''_{1/2 - 1/2} = \frac{1}{h_1^2} \frac{|\Delta N_{-1/2, 1/2}^0|}{\tau_{1/2, 1/2}} \left( 1 - \frac{\Delta N_{-1/2, 1/2}^0}{\Delta N_{-1/2, 1/2}^0} \right).$$

откуда следует, что при сканировании частоты  $\Omega$  насыщенного поля наблюдается гистерезис сигналов поглощения этого поля спиновой системой, описываемой выражением (11) и гистерезисом значений  $\Delta N_{m, n}$ . Однако возможен эксперимент другого типа, когда сканируется частота поля, насыщающего один из переходов, а поглощение на частотах этого и других переходов из-

30.03.2010  
10:00:33

меряется слабым детектирующим полем. Поскольку в (10) фигурируют резонансные частоты (2), зависящие от значений  $\Delta N_{\alpha}$  всех трех переходов, то, когда разность заселенностей насыщенного перехода  $\Delta N_{\alpha}$  проходит гистерезис, детектирующее поле будет находить линии этого и других переходов сдвинутыми от их равновесного положения; этот сдвиг будет испытывать гистерезис, причем скачки в значении  $\Delta N_{\alpha}$  будут приводить к скачкам в положении всех линий спектра. Например, когда частота  $\omega_{\alpha}$ , насыщающая переход  $-3/2 \leftrightarrow -1/2$ , увеличиваясь, проходит значение, соответствующее  $(\nu_3 - 1)_{\text{вбт}}$ , поле, следящее за переходом  $3/2 \leftrightarrow 1/2$  обнаружит скачок этой линии от частоты

$$\omega_{\alpha} + 2D - \frac{g}{2} \bar{a} x_1^0 - 4\bar{a} x_2^0 + 3\bar{a} \frac{x_3^0}{S_3 + 1}$$

к равновесной частоте

$$\omega_{\alpha} + 2D - \frac{g}{2} \bar{a} x_1^0 - 4\bar{a} x_2^0 + 3\bar{a} x_3^0$$

Аналогично, скачок в положении линии  $3/2 \leftrightarrow 1/2$  будет наблюдаться, когда  $\omega_{\alpha} \approx \omega_{-3/2 - 1/2}$ , уменьшаясь, проходит значение, соответствующее  $(\nu_3 - 1)_{\text{нбт}}$ . Описанное поведение имеет место только в случае неэквидистантного спектра. Таким образом, наблюдение гистерезиса сигналов поглощения при стационарном насыщении переходов неэквидистантного спектра дает разнообразные возможности изучения НТСЧ.

Поступила 11.У.1989

Кафедра  
экспериментальной физики

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Абрагам, М. Гольдман. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М., Мир, 1984.



NONLINEAR BEHAVIOUR OF RELAXATION AND STATIONARY  
SATURATION IN THE SPIN SYSTEM WITH QUADRUPOLARLY  
SPLIT SPECTRA AT LOW TEMPERATURES

Summary

Equations are derived for low temperature paramagnetic relaxation in the case of nonequidistant spin spectra when  $S = 3/2$ . Spin bistability has been studied for stationary saturation of magnetoresonance transitions at large low temperature frequency shifts (LTFSH). In an experiment spin bistability must lead to the hysteresis of field absorption signals during the scanning of the same field frequency. Moreover, saturation of one transition leads to the shifting of resonance lines of all transitions from their equilibrium point; hysteresis and jumps of these shifts can be observed. LTFSH and the mean dipolar field can be found in the sample by recording the frequency at which the system undergoes the jump from unsaturated to saturated state.

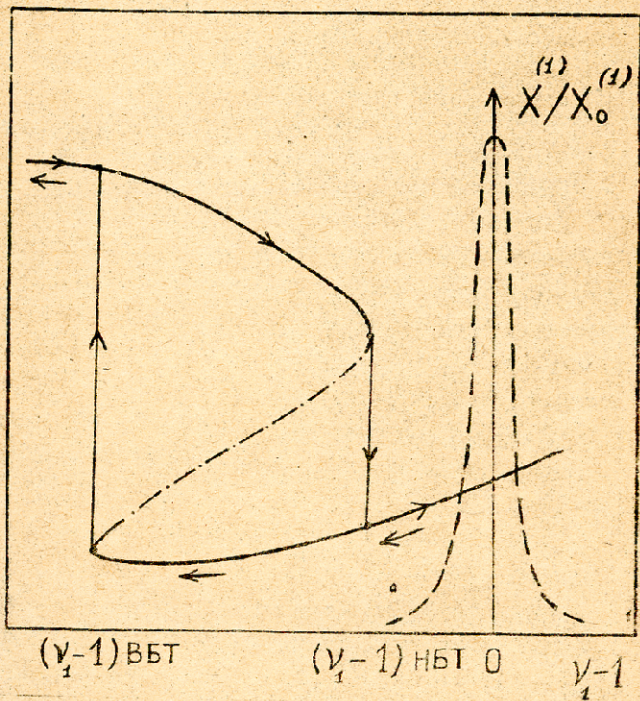


Рис. Гистерезис разности заселённости пары уровней при сканировании частоты поля, стационарно насыщающего эту пару уровней: линия — равновесное положение насыщаемой линии, штрих-пунктир — устойчивое стационарное решение.





იმ. ი. ჯავახიშვილი

ი. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის ბრძანება

291, 1989

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ СТАНДАРТНЫМИ ОБРАЗЦАМИ В РАДИО-  
УГЛЕРОДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

А.А.Бурчуладзе, Г.И.Тогоидзе, С.В.Пагава, И.В.Эристави,  
М.В.Автандиашвили, П.Повинец\*, М.Худи\*

Среди методов прикладной ядерной физики, требующих измерения малых активностей, особый интерес представляет радиоуглеродный метод, который в настоящее время используется не только как метод определения абсолютного возраста образцов органического происхождения, но и как метод, с помощью которого изучают степень загрязнения атмосферы Земли антропогенным радионуклидом  $^{14}\text{C}$ , а также как косвенный метод определения вариаций космических лучей и изучения различных астрофизических процессов.

В данном методе особое значение имеет тщательный подбор современных эталонных образцов.

Для сопоставления измерений концентрации  $^{14}\text{C}$ , проводимых в разных лабораториях, должен быть принят единый международный современный стандарт (эталон) активности радиоуглерода. Однако условия выбора эталонных образцов до сих пор вызывают дискуссию и поэтому для радиоуглеродных исследований пока еще не принят единый стандарт, который бы использовали все лаборатории мира.

\* Братиславский университет (ЧССР).



საბუნებისმეტყველების რადიონახშირბადის ლაბორატორიების უძველეს-  
 სობა სტანდარტების სახით იყენებს აშშ-ის სტანდარტების ეროვნული  
 ბიუროს მიერ სინთეზირებული მეთანმეთანის ატომიკობას - 3,5. სტან-  
 დარტის NBS, საბუნებას კავშირის რადიონახშირბადის ლაბორატორი-  
 ებში გამოიყენება სსრკ მიწისქვეშა ატომიკობის გეოლოგიის ინსტი-  
 ტუტის მიერ რადიონახშირბადის  $^{14}C$ -ით გამოიყენებული ბენზოლი - სტან-  
 დარტის APY -1, ბრანსლავის (ჩეხოსლოვაკია) უნივერსიტეტის მიერ  
 შედგენილი ზედაპირული რადიონახშირბადის ლაბორატორიების მუშა-  
 ვაზე ახალი სტანდარტი - C3B, რომელიც ასევე მეთანმეთანის მარ-  
 ტიკობის,

მნიშვნის სახელწოდებით უნივერსიტეტის რადიონახშირბადის ლაბ-  
 რატორიაში შედგენილი სინთეზირებული მეთანმეთანის გამოიყენებოდა გამოი-  
 ეყენება საბუნებას მეთანმეთანის სტანდარტის ატომიკობა და გამოიყენებოდა  
 მანუალური მათ მეთანმეთანის, რაც საშუალებას იძლევა საკონტროლო სტან-  
 დარტის მუშაობის ეფექტური იქნას იმ გამოყენებაში შედგებში, რომელიც სას-  
 რებოლოგია სხვადასხვა რადიონახშირბადის ლაბორატორიებში სხვადასხვა  
 მეთანმეთანის სტანდარტების გამოყენებით.

A.Burchuladze, G.Togonidze, S.Pagava, I.Eristavi,  
 M.Avtandilashvili, P.Povinets, M.Khudri

RELATIONS BETWEEN STANDARD SAMPLES IN RADIOCARBON  
 STUDIES

Summary

The choice of modern standard samples is of particular importance in  
 the radiocarbon method which is used not only as a method for determining  
 the absolute age of samples of organic origin but also as a method for  
 studying the degree of pollution of the earth's atmosphere by  $^{14}C$  radionuc-  
 lides and as a method for studying different astrophysical phenomena.

So far there exists no unified international radiocarbon standard which

could be used in all laboratories of the world. Most radiocarbon laboratories in other countries use as a standard the activity of oxalic acid synthesized by the USA National Bureau of Standards, the so-called NBS standard. In Soviet radiocarbon laboratories  $^{14}\text{C}$ -labelled benzene prepared in the Geological Institute of the USSR Academy of Sciences (ARU-1 standard) is used. The nuclear physics chair of Bratislava University (Czechoslovakia) has suggested to use a new CMEA standard which is oxalic acid.

In the radiocarbon laboratory of Tbilisi State University the activity of the above-mentioned standards was measured by the liquid scintillation method and relations between them were determined. The results obtained to generalize data collected in various radiocarbon laboratories using different standards.



СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. Г.Г.Зазашвили, М.И.Тевдорашвили, К.И.Тухашвили, К.Д.Квавадзе. Основные методы определения "временной релаксации" в ионосфере.....	10
2. М.А.Аршба, Р.В.Кантария, Н.П.Кекелидзе. Структурные овойства и химический состав используемых в фотоэнергетике пленок сульфида меди.....	15
3. И.Б.Баумберг, Т.А.Гварамия, М.Б.Воскобойник, Л.В.Чалидзе, Х.В.Хасишвили. Исследование эпитаксиальных транзисторных структур неразрушающим методом.....	33
4. Х.З.Качлишвили, А.Г.Мионов. О захвате горячих электронов на отталкивающие центры.....	36
5. Т.И.Кварацхелия, Дк.В.Мебония. Эффект ухода с энергетической поверхности в $d(N, 2N)N$ реакциях...	48
6. Я.Г.Сулаквелидзе, М.Ш.Надирадзе. Оценка внутренней и внешней трансформации воздушной массы в Закавказье.....	62
7. М.Ш.Кобахидзе, С.С.Иаганашвили, И.Д.Еренти. К теории бипотенциальной электростатической линзы.....	68
8. Т.Н.Библашвили. Решение уравнения распределения пассивных примесей в атмосферных неоднородностях...	70
9. К.Д.Квавадзе, М.И.Тевдорашвили. Измерительный комплекс для регистрации радиозка от метеоров.....	82
10. Т.А.Дзиграшвили, Д.Н.Могильянский. Матрицы поворота для общего триклинного случая.....	93
11. Н.П.Фокина, Л.Т.Челидзе. Нелинейное поведение релаксации и стационарного насыщения в системе спинов с квадрупольно расщепленным спектром при низких температурах.....	100
12. А.А.Бурчуладзе, Г.И.Тогонидзе, С.В.Пагава, И.В.Эристави, М.В.Авташвили, П.Повинец, М.Худя. Соотношение между стандартными образцами в радиоуглеродных исследованиях.....	112



Յինճահեր

- 1. Գ. Սահյան, Մ. Գեղամյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան.  
Փոփոխություններ "Հայաստանի բնական" ճանաչողական առարկայի-  
ների մասին . . . . . 5
- 2. Մ. Արմենյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան. Գեոլոգիական  
թուղթերի վերաբերյալ հարցազրույցի խնամիրոշարժումը . . . . . 21
- 3. Կ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան, Լ. Գրիգորյան,  
Ե. Գրիգորյան, Ե. Գրիգորյան. Գեոլոգիական և տեղագրական հարցազրույցի  
մասին . . . . . 29
- 4. Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան. Գեոլոգիական վերաբերյալ  
վերաբերյալ հարցազրույցի խնամիրոշարժումը . . . . . 40
- 5. Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան. Մեծ Գրիգորյան  
ստանդարտի  $d(N, N)N$  հարցազրույցի . . . . . 44
- 6. Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան. Գեոլոգիական և  
տեղագրական հարցազրույցի խնամիրոշարժումը . . . . . 51
- 7. Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան. Մեծ Գրիգորյան  
ստանդարտի հարցազրույցի խնամիրոշարժումը . . . . . 65
- 8. Մ. Գրիգորյան. Գեոլոգիական խնամիրոշարժումի վերաբերյալ  
զեկույցի խնամիրոշարժումը . . . . . 79
- 9. Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան. Մեծ Գրիգորյանի հարցազրույցի  
տեղագրական խնամիրոշարժումը . . . . . 86
- 10. Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան. Մեծ Գրիգորյանի հարցազրույցի  
տեղագրական խնամիրոշարժումը . . . . . 97
- 11. Մ. Գրիգորյան, Լ. Գրիգորյան. Գեոլոգիական խնամիրոշարժումի  
վերաբերյալ խնամիրոշարժումը հարցազրույցի խնամիրոշարժումը . . . . . 109
- 12. Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան, Մ. Գրիգորյան,  
Մ. Գրիգորյան. Գեոլոգիական խնամիրոշարժումի վերաբերյալ  
խնամիրոշարժումը . . . . . 115



1. G.Zazashvili, M.Tevdorashvili, K.Tukhashvili, K.Kvavadze. On a new method of determining the "time of relaxation" of the ionosphere. . . . .	11
2. M.Arshba, R.Kantaria, N.Kekelidze. The structural properties and chemical composition of copper sulphide films used in photoenergetics . . . . .	22
3. I.Baumberg, T.Gvaramia, M.Vostokobainik, L.Chalidze, Kh.Khasishvili. Investigation of epitaxial transistor structures by a nondestructive method . . . . .	34
4. K.Kachlishvili, A.Mironov. On the capture of hot electrons by repulsive centres . . . . .	41
5. T.Kvaratskhelia, J.Mebonia. On the effect of the off-shell extrapolation in $d(N_2N)N$ reactions . . . . .	49
6. I.Sulekvelidze, M.Nadiradze. Assessment of the internal and external transformation of the air mass in the Transcaucasus . . . . .	62
7. M.Kobakhidze, S.Laganashvili, I.Zhengil. On the theory of bipotential electrostatic lens . . . . .	69
8. T.Bibilashvili. Solution of an equation of passive impurity distribution for atmospheric inhomogeneity . . . . .	79
9. K.Kvavadze, M.Tevdorashvili. The measurement system for the meteor radio-echo detection . . . . .	89
10. T.Dzigrashvili, D.Mozilyanski. Rotation matrix for the general triclinic case . . . . .	98
11. N.Fokins, L.Chelidze. Nonlinear behaviour of relaxation and stationary saturation in the spin system with quadrupolarity split spectra at low temperatures . . . . .	110
12. A.Burchuladze, G.Togonidze, S.Pagava, L.Eristavi, M.Avtandilashvili, P.Povinets, M.Khudi. Relations between standard samples in radio-carbon studies . . . . .	



Редактор издательства Л. Абуашвили

Подписано в печать 17.12.89

УЭ 01823 Бумага 60 x 84

Уол. печ. л. 7,75 Уч. изд. л. 5,35

Тираж 300 Заказ 193

Цена I руб. 10 коп.

Издательство Тбилисского университета,

380028, Тбилиси, пр. И. Чавчавадзе, 14

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,

თბილისი, 380028, ი. ჭავჭავაძის პროსპექტი, 14

Типография Тбилисского университета,

380028, Тбилиси, пр. И. Чавчавадзе, 1.

თბილისის უნივერსიტეტის სტამბა,

თბილისი, 380028, ი. ჭავჭავაძის პროსპექტი, 1.